



MESURE VECTORIELLE DE CHAMP ÉLECTRIQUE DC-THZ PAR VOIE OPTIQUE (HDR)

Gwenaël Gaborit

► To cite this version:

Gwenaël Gaborit. MESURE VECTORIELLE DE CHAMP ÉLECTRIQUE DC-THZ PAR VOIE OPTIQUE (HDR). Optique [physics.optics]. Université de Savoie, 2014. tel-01271297

HAL Id: tel-01271297

<https://theses.hal.science/tel-01271297>

Submitted on 12 Feb 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

RAPPORT

Pour obtenir le grade de

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité : **Électronique, Optronique et Systèmes**

Arrêté ministériel : 23 Novembre 1988

Présentée par

Gwenaël GABORIT

MESURE VECTORIELLE DE CHAMP ÉLECTRIQUE DC-THZ PAR VOIE OPTIQUE

préparée au sein du **Laboratoire IMEP-LAHC**
et de **L'université de Savoie**

HDR soutenue publiquement le **8 Décembre 2014**,
devant le jury composé de :

Gilles Dambrine

Professeur, Université de Lille 1, Président

Ingmar Kallfass

Professeur, Université de Stuttgart, Rapporteur

Ronan Sauleau

Professeur, Université de Rennes 1, Rapporteur

Jean-Louis Coutaz

Professeur, Université de Savoie, Rapporteur

Lionel Duvillaret

Professeur, Kapteos, Examineur

Nadège Bodin-Courjal

Maître de conférences HDR, Université de Besançon, Examinatrice

Guy Vitrant

Directeur de Recherche, IMEP-LAHC, Examineur



Table des matières

Introduction Générale	1
I Curriculum vitæ et activités scientifiques	5
1 Curriculum vitæ	7
1.1 État civil	7
1.2 Situation actuelle	7
1.3 Cursus académique	8
1.4 Expériences professionnelles passées	8
2 Activités d'enseignement	11
2.1 Enseignements au niveau Licence	11
2.2 Enseignements au niveau Master	13
2.3 Diagramme récapitulatif	14
2.4 Autres implications liées à l'enseignement	14
2.5 Activité de dissémination et de vulgarisation scientifique	15
3 Encadrements, collaborations et autres activités liées à la recherche	17
3.1 Encadrement d'étudiants et de personnel	17
3.1.1 Encadrements doctoraux	18
3.1.2 Autres encadrements	18
3.2 Implication dans les projets de recherche	19
3.3 Partenariats et Collaborations scientifiques majeurs	25
3.3.1 Collaborations avec le milieu académique	25
3.3.2 Collaborations avec le milieu industriel	25
3.4 Activités d'expertises	26
3.5 Production scientifique	27
II Résumé des activités de recherche	29
4 Développement de capteurs électro-optiques	31
4.1 Contexte des travaux	31
4.2 Effet électro-optique et vecteur sensibilité	34
4.3 Les différentes techniques de modulation électro-optique dédiées à la mesure du champ électrique	34

4.3.1	La modulation d'état de polarisation	35
4.3.2	La modulation d'amplitude	35
4.3.3	La modulation de phase	37
4.3.4	Comparaison	37
4.4	Capteur de champ électromagnétique et de température à base de cristaux anisotropes	38
4.4.1	Capteur à modulation d'état de polarisation	38
4.4.2	Mesure de débit d'absorption spécifique et bioélectromagnétisme	41
4.4.3	Développement d'un capteur électro-optique de champ magnétique en IRM	53
4.4.4	Capteur à modulation d'amplitude optique par cavité électro-optique	57
4.5	Sonde électro-optique vectorielle multicomposante du champ électrique	67
4.5.1	Particularité des cristaux isotropes électro-optique	67
4.5.2	Sonde EO dédiée à la mesure simultanée des composantes transverses du vecteur champ électrique	68
4.5.3	Performances d'une sonde EO "2 axes"	71
4.5.4	Caractérisation polarimétrique de champ électrique intense	77
4.5.5	Mesure de la troisième composante du champ	82
4.6	Conclusion et avancées	84
5	Génération, manipulation et détection de champ électrique dans le domaine térahertz	87
5.1	Introduction à la spectroscopie térahertz dans le domaine temporel	87
5.1.1	Introduction	87
5.1.2	Échantillonnage en temps équivalent	88
5.2	Focalisation de plasmons de surface THz	89
5.2.1	Introduction	89
5.2.2	Éléments de théorie	89
5.2.3	Démonstration expérimentale	90
5.3	Émission THz polarimétrique par redressement optique	93
5.3.1	Intérêt de l'étude	93
5.3.2	Redressement optique dans les cristaux de classe cubique	93
5.3.3	Ajustement de la polarisation térahertz par voie optique	96
5.4	Conclusion et perspectives de travail	99
III	Présentation de Kapteos S.A.S.	101
6	Genèse de l'entreprise	103
7	Structure de l'entreprise	105
8	Produits de série eoSense	107
8.1	Sondes électro-optique EOP	109
8.2	Instruments de mesure	110
8.2.1	Instrument basse fréquence	110
8.2.2	Instrument haute fréquence	111
8.3	Kit de calibration	112

Conclusion générale	113
Bibliographie	115
IV Publications, brevets et communications	125
9 Articles de revue, brevets et conférences	127
9.1 Publications dans des revues internationales avec comité de lecture	127
9.2 Brevets	128
9.3 Publications dans des revues nationales avec comité de lecture	129
9.4 Participation à la rédaction d'ouvrage scientifique	129
9.5 Conférences internationales avec comité de lecture et publication des actes	129
9.6 Conférences nationales avec comité de lecture et publication des actes	132
9.7 Autres communications	134
9.8 Prix et distinctions de l'entreprise Kapteos	135
10 Publications annexées	137
10.1 Électro-optique (Plasmas)	137
10.2 Électro-optique (1 axe & température)	147
10.3 Électro-optique (2 axes)	155
10.4 Plasmonique térahertz	159

Remerciements

Remerciements à venir...

Introduction Générale

Ce mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches vise à exposer les différentes facettes de mes travaux au laboratoire IMEP-LAHC, à l'Université de Savoie ainsi que, par la suite, au sein de l'entreprise Kapteos. Ce manuscrit présente mes activités d'enseignant-chercheur ainsi que leur contexte et environnement depuis ma prise de poste en 2006. Le contenu propre à ce document tente de rendre compte objectivement de mes implications et des avancées scientifiques auxquelles j'ai pu contribuer.

Aussi, d'un point de vue plus personnel, ces dernières années ont favorisé mon épanouissement dans ce contexte protéiforme. Au travers de mes enseignements, de diverses participations à des événements de vulgarisation scientifique, des partenariats de recherche, des conférences, des interactions au sein des laboratoires et de mes rencontres quotidiennes, j'ai pu acquérir et aussi, je l'espère, transmettre de nombreuses connaissances, et surtout témoigner de l'amour de mon métier. Ma conviction profonde est qu'une des missions de la recherche est la diffusion des connaissances, des résultats, des méthodes et techniques scientifiques, et des considérations qui poussent une équipe à agir pour la recherche. Il est évidemment impossible d'en transmettre toutes les subtilités à un public très large. Pourtant, les thématiques associées à la métrologie des ondes électromagnétiques, qui constituent le contexte de mon activité de recherche, se prêtent assez facilement à des échanges, même avec le grand public.

La première partie du manuscrit propose une vue d'ensemble de mes investissements statutaires. Elle inclut, dans un premier temps, mes activités relatives à l'enseignement, à la dissémination et à la vulgarisation scientifique. Cette partie se poursuit par une description synthétique de mon implication en tant que chercheur. L'encadrement d'étudiants et de personnels en est tout d'abord une des facettes majeures : il requiert la prise de responsabilité de la formation et de la valorisation des travaux des collaborateurs ainsi que de leur épanouissement personnel dans le monde la recherche. Cette section précise également ma participation à des projets de recherche, au sein de collaborations nationales et internationales, essentielles dans l'efficacité de la recherche et dans l'affinement des démarches de travail. Enfin, la dernière section est dédiée à la production scientifique, en terme de valorisation référencée.

La deuxième partie est consacrée aux fondements scientifiques ayant abouti aux résultats marquants obtenus depuis ma nomination. Plus précisément, l'axe central de mes travaux concerne le développement de techniques de mesure non invasives et ultra-large bande de champ électrique,

basées sur l'effet électro-optique. Différentes configurations et implémentations de cristaux non-linéaires ont été étudiées de manière analytique, numérique et expérimentale. Ces travaux ont permis d'aboutir à des capteurs fibrés aux propriétés innovantes. Les sondes EO diélectriques réalisées sont de dimensions millimétriques ; elles autorisent une caractérisation vectorielle et très faiblement perturbatrice du champ sur plus de 9 décades de fréquence. La dynamique de mesure excède 120 dB. Des mesures de champ électrique depuis 1 V/m et jusqu'à plus de 4 MV/m ont été démontrées. La sélectivité vectorielle de cette technique dépasse 50 dB et la résolution spatiale est largement sub-millimétrique. Ces performances dépassent de loin celles des antennes métalliques, communément utilisées. Selon le cristal utilisé, un unique transducteur donne accès soit à une composante du vecteur champ électrique et à la température, soit à deux composantes du vecteur simultanément. Ces fonctionnalités uniques ont ouvert le champ d'application de cette technique EO : la cartographie en champ proche, la caractérisation de source micro-onde de forte puissance, l'évaluation de l'exposition électromagnétique d'un milieu biologique, l'analyse de décharges partielle et totale, la mesure de tension sans contact ou encore le diagnostic in-situ de source plasma. De nombreuses campagnes expérimentales ont démontré les potentialités de tels capteurs diélectriques déportés pour la mesure non invasive de champ électromagnétique.

Les compétences acquises en optique non-linéaire et en optoélectronique ont également permis de m'impliquer naturellement dans l'activité phare du groupe PHOTO de l'IMEP-LAHC (site du Bourget du Lac¹), qui est tournée sur la spectroscopie térahertz dans le domaine temporel. En particulier, la section associée à la gamme spectrale térahertz présente les accomplissements en manipulation plasmonique ainsi qu'en génération et détection vectorielles du champ électrique par voie purement optique.

La démarche menée depuis le début de ces travaux sur les capteurs optiques de champ électrique a été la suivante : fournir un outil alternatif aux capteurs existants pour une caractérisation spatio-temporelle exhaustive d'une onde électromagnétique, même en environnement contraint. Les innovations de rupture, les résultats obtenus et les partenariats initiés jusqu'en 2009 ont abouti à la création d'une entreprise de haute technologie : la genèse de Kapteos, sa structuration et quelques produits commercialisés sont présentées dans la dernière partie du manuscrit. L'effectif de Kapteos, en termes de forces vives, est aujourd'hui de 9 personnes. Les marchés visés et avérés sont : l'instrumentation scientifique (diagnostic de plasma, agression électromagnétique, térahertz, ...), la santé (exposition électromagnétique du corps humain ou des cellules, IRM endoluminale non invasive, analyse de source plasma médicale, ...) et l'énergie (surveillance de réseau d'énergie intelligent, diagnostic de système haute tension, développement d'un voltmètre sans contact, ...).

Enfin une section additionnelle dresse la liste des publications et communications ayant valorisé ces travaux de recherche.

1. Le laboratoire IMEP-LAHC est bi-localisé, avec un pôle sur le site du Bourget du Lac, sous la tutelle de l'Université de Savoie et un pôle grenoblois, sous la tutelle de Grenoble INP.

Première partie

Curriculum vitæ et activités scientifiques

1	Curriculum vitæ	7
1.1	État civil	7
1.2	Situation actuelle	7
1.3	Cursus académique	8
1.4	Expériences professionnelles passées	8
2	Activités d'enseignement	11
2.1	Enseignements au niveau Licence	11
2.2	Enseignements au niveau Master	13
2.3	Diagramme récapitulatif	14
2.4	Autres implications liées à l'enseignement	14
2.5	Activité de dissémination et de vulgarisation scientifique	15
3	Encadrements, collaborations et autres activités liées à la recherche	17
3.1	Encadrement d'étudiants et de personnel	17
3.1.1	Encadrements doctoraux	18
3.1.2	Autres encadrements	18
3.2	Implication dans les projets de recherche	19
3.3	Partenariats et Collaborations scientifiques majeurs	25
3.3.1	Collaborations avec le milieu académique	25
3.3.2	Collaborations avec le milieu industriel	25
3.4	Activités d'expertises	26
3.5	Production scientifique	27

1.1 État civil

NOM et prénom : GABORIT Gwenaël
Né le : 6 mai 1978 à Lens (62)
Nationalité : Française
Situation familiale : Marié, un enfant
Adresse : 355 route de Chesses
73230 Saint Alban Leysse

1.2 Situation actuelle

Fonction : Maître de Conférences, titulaire depuis le 01/10/2007
Section CNU : 28 (milieux denses et matériaux)
Unité d'affectation : IMEP-LAHC
(Institut de Microélectronique Électromagnétisme et Photonique -
Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation)
UMR CNRS 5130
Université de Savoie
Département PHOTO
Thématiques : Électro-optique et capteurs, TéraHertz
Concours scientifique : Co-fondateur et responsable scientifique de l'entreprise Kapteos,
au titre de l'article 25.2 de la loi sur l'innovation et la recherche

Adresse ✉ Université de Savoie
Savoie Technolac
Bât. Chablais
73376 Le Bourget-du-Lac Cedex

Téléphone ☎ +33 4 79 75 87 83

E-mail ✉ gwenael.gaborit@univ-savoie.fr
gwenael.gaborit@kapteos.com

1.3 Coursus académique

2002-2005 **Doctorat de Physique** (Optique, Optronique et Système)
LAHC, Université de Savoie
Allocation de recherche DGA
"Caractérisation de champs électriques hyperfréquences par capteurs électro-optiques vectoriels fibrés"
Thèse soutenue le 3 novembre 2005-*Mention très honorable avec félicitations du jury*

2001-2002 **DESS microélectronique et microondes**
Université Lille 1
Mention assez bien

2000-2001 **Maîtrise de Physique**
Université d'Artois, Faculté des Sciences J. Perrin (Lens)
Mention bien

1999-2000 **Licence de Physique**
Université d'Artois, Faculté des Sciences J. Perrin (Lens)

1.4 Expériences professionnelles passées

2005-2006 **ATER**
Université de Savoie
UFR SFA (Sciences Fondamentales et Appliquées)

2002-2005 **Doctorat de Physique** (Optique, Optronique et Système)
LAHC, Université de Savoie
Enseignant Vacataire (Optoélectronique, Algorithmique et Programmation)
UFR SFA, Université de Savoie

Avril 2002 **Stage de fin d'études**

Août 2002 Competence Center "Integrated Circuits In Communications",

Ulm Universität, Allemagne

"Conception et réalisation d'un oscillateur contrôlé en tension à 9 GHz (SiGe)"

2000-2001 **Enseignant Vacataire**

Université d'Artois, Faculté des Sciences J. Perrin (Lens)

Activités d'enseignement

J'effectue la majeure partie de mon service d'enseignement à l'UFR SFA (Sciences Fondamentales et appliquées) de l'Université de Savoie. Je participe également à quelques enseignements de l'UFR CISM (Centre Interdisciplinaire Scientifique de la Montagne) et de l'ESPE (École Supérieure du Professorat et de l'Éducation). Le contenu des modules dans lesquels j'interviens est détaillé dans les deux sections suivantes.

2.1 Enseignements au niveau Licence

Mes enseignements au niveau Licence s'effectuent, pour la première année (L1), dans les formations générales Sciences & Technologies (STS) et Sciences de la Vie (SV). Ces enseignements sont également dédiés à la préparation intégrée à l'école d'ingénieurs Polytech Savoie (Ige1 Peip). Les travaux pratiques (TPs) représentent la majeure partie de mon service concernant les L1. J'en suis donc naturellement le responsable (mise en place, gestion des plannings et des enseignants, maintenance et actualisation des sujets et du matériel). Ces TPs de physique sont consacrés à l'optique (réflexion, réfraction, lentilles minces), aux instruments d'optique (lunette astronomique, télescope, microscope), à la thermodynamique (calorimétrie, changement d'état, ...) et à la mécanique (oscillateurs, mesure de l'accélération de pesanteur, hydrostatique, viscosimétrie).

Concernant mes enseignements relatifs à la deuxième année universitaire (L2), ils sont dédiés aux étudiants du parcours physique-chimie et aux étudiants de la seconde année de préparation intégrée à l'école d'ingénieur Polytech (Ige2 Peip). J'y enseigne l'optique ondulatoire (cours magistraux sur le principe de Huygens-Fresnel, les interférence, la diffraction), la thermodynamique (travaux dirigés sur les potentiels et fonctions thermodynamiques, les cycles, ...) et l'électromagnétisme (travaux pratiques sur la mesure de champs électriques et magnétiques, simulations numériques). J'apporte un intérêt tout particulier à ces enseignements de L2, qui selon moi, sont décisifs dans le choix de l'orientation des étudiants vers les filières scientifiques dans le domaine de la physique. Je suis par ailleurs responsable du parcours physique-chimie de L2.

En troisième année universitaire (L3), j'interviens dans le parcours Physique, avec des enseignements pratiques couvrant de nombreux domaines (optique, optique ondulatoire, mesure de la constante universelle de gravitation, mesure de la vitesse de la lumière, mesure de la constante de Planck, quantification électronique, propagation d'ondes centimétriques, ...). Une partie de mon enseignement est destiné aux élèves qui préparent le concours de professorat des écoles (parcours Lisen, Licence pluridisciplinaire, fermée en 2011). L'objectif de cet enseignement était de rappeler certaines bases de physique pour, *in-fine*, donner les moyens aux futurs professeurs des écoles de les appliquer à des expériences d'éveil pour les élèves du primaire.

Le tableau 2.1 synthétise ces enseignements du niveau Licence.

Formation/ Parcours	Années scolaires	Nombre d'heures par année (moyenne)	Intitulé du module et contenu
L1 Sts Sft Ige1 Peip	2006-2013	37 h	TP Phys101/112 <i>Optique géométrique et instrumentation</i>
L1 Sts Sft	2005-2009	31 h	TP Info101 <i>Introduction à l'algorithmique</i>
L1 Sts Sft Ige1 Peip	2005-2013	58 h	TP Phys203 <i>Thermodynamique et hydrostatique</i>
L1 Sts Sft Ige1 Peip	2011-2013	21 h	TD Phys203 <i>Erreurs et incertitudes</i>
L2 Sts Stic	2006-2008	12 h	TP Info301 <i>Bases de la programmation impérative</i>
L2 Sts Stic	2005-2009	31.5 h	TP Info303 <i>Algorithmique</i>
L2 Sts Phys. Chim.	2010-2013	13.5 h	CM Phys302 <i>Optique ondulatoire</i>
L2 Sts Phys. Chim.	2005-2013	28 h	TP Phys303 <i>Optique, électrostat. et magnétostat.</i>
L2 Sts Phys. Chim. Ige2 Peip	2006-2013	21 h	TD Phys403/413 <i>Thermodynamique</i>
L3 Sts Phys.	2012-2013	24 h	TP Phys601/602 <i>Optique</i>
L3 Sts Phys.	2005-2013	27.5 h	TP Phys603 <i>Électromagnétisme et ondes</i>
L3 Sts Sc. Ex. Nat.	2006-2010	16 h	CM Lisen Phys. <i>Physique générale</i>
L3 Sts Sc. Ex. Nat.	2006-2010	16 h	TD Lisen Phys. <i>Physique générale</i>

TABLE 2.1: Tableau récapitulatif des enseignements effectués au niveau Licence depuis 2005.

Formation/ Parcours	Années scolaires	Nombre d'heures par année (moyenne)	Intitulé du module et contenu
M1 Sts Phys. Chim.	2010-2013	20 h	TP Phys706 <i>Optoélectronique et semiconducteurs</i>
M1 Sts Phys.	2005-2013	12 h	TP Phys707 <i>Capteurs, régulation et asservissements</i>
M1 Sts Phys. (Enseign.) M1 Sts Mes ST	2010-2012	9 h	CM Phys709 <i>Capteurs optiques et bruit</i>
M1 Sts Phys. (Enseign.) M1 Sts Mes ST	2010-2012	6 h	TD Phys709 <i>Capteurs optiques et bruit</i>
M1 Sts Phys. (Enseign.) M1 Sts Mes ST	2010-2012	16 h	TP Phys709 <i>Capteurs optiques et bruit</i>
M2p Sts Phys. (Enseign.)	2012-2013	4 h	TD Apro002 <i>Optique</i>
M2p Sts Phys. (Enseign.)	2006/2013	8.5 h	TP(+TD) Phys030 <i>Optique</i>

TABLE 2.2: Tableau récapitulatif des enseignements effectués au niveau Master depuis 2005.

2.2 Enseignements au niveau Master

Mon implication au niveau Master concerne le parcours Physique ainsi que les parcours liés à la "Masterisation" des concours de recrutement des personnels enseignants du secondaire¹ (noté "enseign." dans le tableau 2.2). Ces enseignements couvrent différents domaines de la physique : les semi-conducteurs et leur utilisation en optoélectronique (mesure de l'énergie de gap d'un semi-conducteur, caractérisation de photodiode et photorésistance, utilisation de cellule photovoltaïque), les capteurs, les systèmes de contrôle, d'asservissement et de régulation (étude de systèmes de régulation PID et application à un système thermique, réalisation et caractérisation de capteurs de température), les bruits inhérents aux mesures en optique. À ces enseignements s'ajoutent les préparations et montages de concours (Capes), en particulier en optique (optique géométrique, optique ondulatoire et traitement de polarisation optique). Ces derniers réclament une adaptation permanente liée à la liberté des étudiants à choisir leur montage (à présenter au concours) mais aussi aux directives ministérielles (ajout d'une dimension "numérique" aux montages, renforcement de l'aspect didactique des domaines scientifiques abordés, ...).

Le tableau 2.2 récapitule ces enseignements du niveau Master.

1. Ces cours sont donnés dans le cadre de l' "École Supérieure du Professorat et de l'Éducation", anciennement IUFM.

2.3 Diagramme récapitulatif

Un récapitulatif des enseignements, ainsi que du nombre d'heures effectuées par année (depuis 2005), est proposé en figure 2.1.

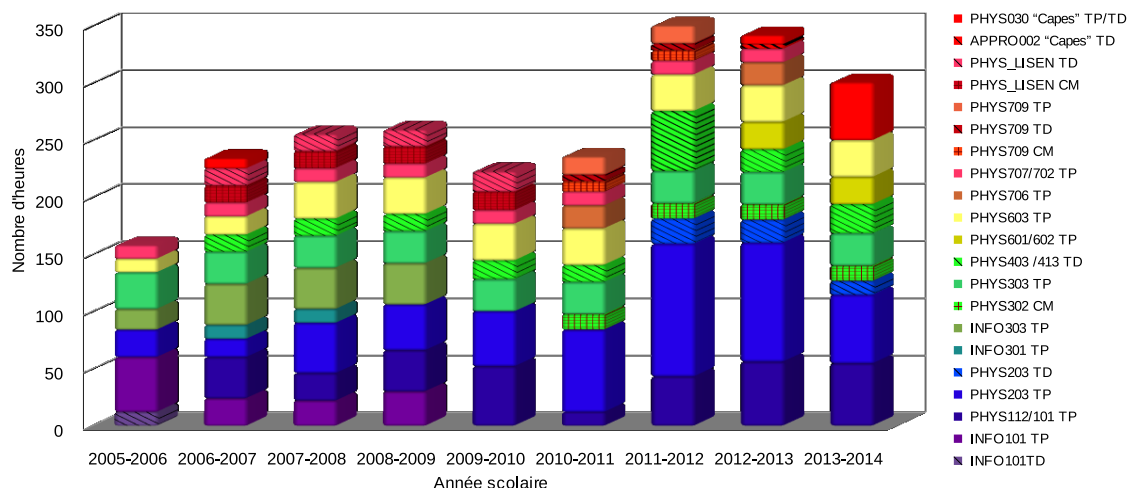


FIGURE 2.1: Évolution du service d'enseignement (en présentiel) depuis 2005. Les teintes du diagramme sont associées au niveau académique de l'enseignement : bleu : 1^{ère} année de Licence, vert : 2^{ème} année de Licence, jaune : 3^{ème} année de Licence, rouge : Master.

2.4 Autres implications liées à l'enseignement

Au delà de l'enseignement que j'effectue au sein du service de physique de l'UFR SFA, mon investissement implique également d'autres fonctions, mentionnées ci dessous :

- Enseignant référent : suivis d'une dizaine d'étudiants "référés" par an. Ce dispositif est inhérent à une directive ministérielle du "plan Licence". J'épauler les étudiants durant leur parcours de la L1 à la L3, depuis leur intégration à l'université jusqu'à leur orientation plus spécifique. En tant qu'interlocuteur privilégié, je constitue l'interface entre l'université et ces étudiants en cas d'éventuels problèmes (problèmes administratifs ou plus délicats).
- Responsable de filière L2, parcours Physique : préparation et supervision des plannings, présentation de la filière, organisation des jurys et commissions pédagogiques, gestion continue des semestres 3 et 4 de la mention Physique, ...
- Responsable de TPs de Physique pour les L1 : gestion, administration et suivi du déroulement des TPs, impliquant plus de 150 étudiants, répartis dans 2 UFR (SFA et CISM) et un cycle de préparation intégrée de Polytech, ce dernier étant séparé en 2 sites (Site du Bourget du Lac et Annecy).
- Sauveteur-Secouriste du Travail depuis 2012.

Je m'implique aussi dans les actions menées pour l'orientation des élèves du secondaire et pour la visibilité de l'Université :

- Participation active aux journées du lycéen (accueil et présentation de la filière physique de l'université) ;
- Participation active aux journées portes ouvertes de l'université (préparation d'expériences interactives, visite des locaux, présentation de l'université et des cursus proposés, ...) ;
- Réalisation d'une vidéo promotionnelle de l'UFR SFA avec des étudiants de l'IUT MMI (Multimédia et Internet) ;

— ...

Moins formellement, j'encadre régulièrement et j'assure le suivi de moniteurs doctorants et des vacataires impliqués dans le service d'enseignement de Physique.

2.5 Activité de dissémination et de vulgarisation scientifique

Il me semble particulièrement utile et intéressant de faire découvrir la Science aux étudiants du secondaire ainsi qu'au grand public. Dans ce but, je m'implique régulièrement dans des manifestations permettant ce type de rencontre :

- Participation active à la conception, réalisation et animation de stands présentant l'optique et les ondes électromagnétiques au grand public ainsi qu'à des classes de collège et de lycée. J'ai par exemple été porteur de projet pour la fête de la science (projet "*Les Ondes Électromagnétiques...Autour de Nous*" impliquant 4 doctorants, 3 expériences interactives sur 1 semaine d'accueil du public en Novembre 2009) ;
- Co-animation du "café scientifique" organisé par Science Action²("*Prenons la mesure du temps*" en avril 2013) ;
- Accueil d'élèves du secondaire dans mes classes de TD/TP (actions Liaison-Lycée-Université, *Immersion*) ;
- Encadrement de stagiaires de collège (stage d'observation) au sein de l'Université et au laboratoire : découverte du métier d'enseignant-chercheur dans les domaines scientifiques.
- Encadrement et soutien à des étudiants de classe préparatoire pour leur Travail d'Initiative Personnelle Encadré (TIPE).

2. Science Actions est une association qui organise des cafés scientifiques à Chambéry (Savoie), soutenue par le CCSTI (Centre de Culture Scientifique, Technique et Industrielle) de Chambéry, l'université de Savoie, le CNRS et la Région Rhône-Alpes.

Encadrements, collaborations et autres activités liées à la recherche

3.1 Encadrement d'étudiants et de personnel

Dans cette partie sont récapitulées les différentes activités d'encadrement d'étudiants ou de jeunes chercheurs que j'ai effectuées depuis ma nomination en tant que Maître de Conférences en septembre 2006. Dans le cadre du Laboratoire IMEP-LAHC, j'ai ainsi eu l'occasion d'encadrer (ou de co-encadrer) 1 post-doc, 3 doctorants (+ 2 dont la thèse est en cours et 1 à venir, en octobre 2014), 3 étudiants en Master, ainsi que 2 étudiants issus de diverses filières universitaires (cursus correspondant à la Licence).

Dans le cadre de l'entreprise Kapteos, j'ai été amené à encadrer et à former le personnel associé à la branche Recherche et Développement.

Ces encadrements sont précisés dans les sections suivantes.

3.1.1 Encadrements doctoraux

Prénom Nom (Financement)	Période d'encadrement Taux d'encadrement	Sujet de thèse
Adriana Warzecha (Bourse INP) E.D. EEATS, Grenoble	Octobre 2007-Juin 2011 50% (avec L. Duvillaret)	<i>Système de mesure optoélectronique de champs électriques intégrant des capteurs basés sur des microcavités optiques en LiNbO₃</i>
Yann Gaeremynck (CIFRE Défense/Kapteos) E.D. EEATS, Grenoble	Octobre 2009-Décembre 2012 50% (avec L. Duvillaret)	<i>Développement d'un système électro-optique de mesure de champ électrique pour les ondes SLF à HF</i>
Pierre Jarrige (CIFRE Défense/Kapteos) E.D. EEATS, Grenoble	Octobre 2009-Avril 2013 50% (avec L. Duvillaret)	<i>Développement d'un système électro-optique de mesure de champ électrique et de température pour la dosimétrie microonde</i>
Reina Ayde (Bourse Région) E.D. EDISS, Lyon	Octobre 2011-Octobre 2014 33% (avec O. Beuf et A.-L. Perrier)	<i>Microsystème électro-optique pour l'IRM par voie endoluminale</i>
Laurane Gillette (CIFRE Kapteos) E.D. EEATS, Grenoble	Octobre 2013-Octobre 2016 50% (avec J.-L. Coutaz)	<i>Système de mesure électro-optique pour la caractérisation de champ électrique intense en environnement industriel</i>

- Adriana Warzecha est actuellement chercheur postdoctoral à l'IMEP-LAHC (site grenoblois).
- Yann Gaeremynck est actuellement chercheur postdoctoral en CCD au CEA LETI.
- Pierre Jarrige est actuellement responsable de projet en CDI chez Kapteos.
- Reina Ayde est actuellement en finalisation d'écriture de son manuscrit de thèse de doctorat.
- Laurane Gillette va rentrer dans sa deuxième année de thèse. Elle est co-auteur d'un article de revue et de deux articles de conférence internationale. Elle a également bénéficié d'une bourse jeune chercheur sur sélection pour la participation à une conférence internationale.

3.1.2 Autres encadrements

Dans la cadre du laboratoire IMEP-LAHC, les personnes encadrées, ainsi que leur sujet de recherche respectif, sont indiqués ci-dessous :

- Andrius Biciunas, Post-Doctorant, Université de Vilnius, Lituanie, "*Génération et détection polarimétrique d'ondes THz*", Avril-Décembre 2013.
- Guillaume Pillet, Stage de Master 1 Physique, "*Caractérisation d'un LASER impulsif pour l'émission et la détection d'ondes THz dans le domaine temporel*", Mai-Juin 2011.

- Lucie Voyer, Stage recherche ENS Lyon, "*Caractérisation linéaire et non-linéaire de cristaux électro-optiques isotropes*", Mai-Juin 2010.
- Florent Cougoule, Stage de fin d'études, Télécom Bretagne, "*Caractérisation de fibres optiques monomodes biréfringentes : traitement de la polarisation et applications potentielles*", Juin-Septembre 2008.
- Jérémy Gaimard, Stage de DUT Mesure Physique, "*Conception et réalisation d'un polarimètre optique pour les longueurs d'onde télécoms*", Mai-Juin 2009.
- Laurence Galtier, Stage de BTS Génie Optique, "*Étude et réalisation d'un dispositif de couplage optique*", Mai-Juin 2009.

Par ailleurs, je dirige la branche Recherche et Développement de l'entreprise Kapteos depuis Novembre 2009. Cette fonction requiert l'encadrement et la formation de salariés et de stagiaires de l'entreprise (formation de 3 docteurs et 1 ingénieur, auxquels s'ajoute 1 technicien en stage, niveau bac+2, par an).

3.2 Implication dans les projets de recherche

Depuis ma nomination au laboratoire IMEP-LAHC, j'ai assumé les responsabilités, liées à la gestion locale ou nationale, de plusieurs projets de recherche (ou de tâches spécifiques). Les informations relatives à ces projets sont récapitulées dans les tableaux suivants.

Nom du projet	<i>Development of a high resolution SAR Scanner based on electro-optic Transducer</i> (DOSIT)
Financement	ANSES
Période	Jan. 2014 - Juil. 2016
Partenaires	Lab. IMEP-LAHC Kapteos S.A.S. Lab. LEAT (Sophia-Antipolis)
Coordination nationale	Gwenaél Gaborit

TABLE 3.1: Tableau récapitulatif du projet ANSES DOSIT. L'objectif de ce projet est de réaliser une sonde de mesure du vecteur champ électrique "3 axes", couplée à un scanner de positionnement 3D. Cette sonde devra être compatible avec les milieux biologiques puisqu'elle est destinée à la mesure du Débit d'Absorption Spécifique au sein de fantôme simulant le corps humain.

Nom du projet	<i>Sondes Non Invasives Fibrées de champs Electromagnétiques fonctionnant en Réflexion</i> (SNIFER)
Financement	DGA-RAPID
Période	Oct. 2011 - Jan. 2015
Partenaires	Kapteos S.A.S. Lab. FEMTO-ST (Besançon) CREATIS (UCBL, Lyon)
Responsable scientifique	Lionel Duvillaret (Kapteos)

TABLE 3.2: Tableau récapitulatif du projet RAPID SNIFER. Ce projet est dédié à la mesure de champ électrique et magnétique, au moyen de capteurs fibrés incluant une transduction électro-optique (EO). L'objectif est l'augmentation de la sensibilité relativement aux capteurs existants, par ajout de microstructures métalliques situées au voisinage d'un guide d'onde inscrit sur LiNbO_3 . Les travaux afférents à ce projet sont, pour partie, effectués dans le cadre de la thèse de Reina Ayde, que je co-encadre actuellement.

Nom du projet	<i>CHaînes de mesures Innovantes à bas Coût pour maîtriser et pérenniser l'efficacité énergétique dans l'industrie</i> (CHIC)
Financement	ANR - Projet EESI
Période	Jan. 2011 - Jan. 2014
Partenaires	EDF R&D (Les Renardières, Moret sur Loing) Kapteos S.A.S. Lab. AMPERE (UCBL, Lyon) SOCOMECC Lab. Supélec Sciences des Systèmes (Gif-sur-Yvette) Lab. LIAS (Poitiers)
Responsable scientifique	Lionel Duvillaret (Kapteos)
Coordination Nationale	Anne Le-Mouel (EDF R&D)

TABLE 3.3: Tableau récapitulatif du projet ANR CHIC. Notre implication dans le projet porte sur le développement d'un démonstrateur de mesure de tension sans contact, exploitant une technologie électro-optique. Le capteur sera ensuite intégré dans un système non invasif de mesure de puissance pour des applications industrielles ("usine intelligente"). La phase finale de ce projet coïncide avec l'arrivée en thèse de Laurane Gillette que je co-encadre actuellement.

Nom du projet	<i>Composants à HAuts facteurs de forme pour les Résonateurs Acousto-électriques et les Dispositifs Electro-optiques sur Substrats mono-cristallins</i> (CHARADE)
Financement	ANR - Projet MatetPro
Période	Jan. 2012 - Juin 2015
Partenaires	FEMTO-ST (Besançon) PhotLine Technologies Kapteos S.A.S. Lab. IMEP-LAHC
Responsable scientifique	Sylvain Balendras (FEMTO-ST)

TABLE 3.4: Tableau récapitulatif du projet ANR CHARADE. L'implication de Kapteos dans ce projet est liée à la conception et à la caractérisation de microstructures intégrées (gravure) sur des guides d'onde en LiNbO_3 . Les dispositifs réalisés permettront de simplifier et de miniaturiser les capteurs (de champ, de température ou de pression) existants.

Nom du projet	<i>Système de mesure optoélectronique de la puissance électromagnétique rayonnée par un générateur Micro-onde de Forte Puissance (MFP)</i>
Financement	CEA (Cesta)
Période	Sept 2006 - Mars 2009
Partenaires	Lab. IMEP-LAHC CEA Cesta (Le Barp)
Responsable scientifique	Gwenaél Gaborit (IMEP-LAHC)

TABLE 3.5: Tableau récapitulatif du projet CEA-Cesta. Ce projet visait à concevoir et à réaliser un capteur électro-optique dédié à la mesure monocoup d'onde électromagnétique de forte puissance. Plus particulièrement, l'exploitation d'une copropagation entre l'onde à mesurer et un laser sonde au sein d'un cristal électro-optique a permis d'augmenter la bande passante des capteurs EO.

Nom du projet	<i>Mesure Ultra Sensible et Absolue du Rayonnement d'Antennes Impulsionnelles et de Générateurs d'ondes Electromagnétiques</i> (MUSARAIGNE)
Financement	DGA REI
Période	Sept 2007 - Mars 2010
Partenaires	Lab. IMEP-LAHC Lab. FEMTO ST (Besançon) PhotLine Technologies
Responsable scientifique	Lionel Duvillaret (IMEP-LAHC)
Coordination locale	Gwenaël Gaborit (IMEP-LAHC)

TABLE 3.6: Tableau récapitulatif du projet DGA-REI MUSARAIGNE. Les capteurs EO de champ électrique développé dans ce projet sont basés sur des cavités optiques résonnantes en optique intégrée sur LiNbO₃. Leur sensibilité s'en est retrouvée significativement augmentée et les transducteurs réalisés étaient fibrés et de dimension millimétrique. Les travaux afférents à ce projet ont été, pour partie, effectués dans le cadre de la thèse d'Adriana Warzecha, que j'ai co-encadrée.

Nom du projet	<i>Sonde électro-optique de mesure duale champ électrique / température</i> (BIOCAPTEO)
Financement	Fondation Santé et Radiofréquences
Période	Nov. 2008 - Avr. 2010
Partenaires	Lab. IMEP-LAHC Lab. XLIM (Limoges)
Responsable scientifique	Lionel Duvillaret (IMEP-LAHC)
Coordination locale	Gwenaël Gaborit (IMEP-LAHC)

TABLE 3.7: Tableau récapitulatif du projet BIOCAPTEO. Ce projet avait pour objectifs l'étude et le développement d'une sonde électro-optique ultra-sensible appliquée à la dosimétrie pour les systèmes d'exposition. La sonde effectue une mesure locale et simultanée de l'élévation de température relative et du champ électrique au niveau d'un capteur de dimensions millimétriques. Les travaux afférents à ce projet ont été, pour partie, effectués dans le cadre des thèses de Pierre Jarrige et Yann Gaeremynck, que j'ai co-encadrées.

Nom du projet	<i>Microsystème électro-optique pour l'IRM par voie endoluminale</i>
Financement	Cible Région
Période	Dec. 2010 -Dec. 2011
Partenaires	CREATIS (UCBL, Lyon) Kapteos S.A.S. Lab. IMEP-LAHC
Responsable scientifique	Olivier Beuf (CREATIS)

TABLE 3.8: Tableau récapitulatif du projet Cible Région. Ce projet concerne la conception et la réalisation de capteur RMN endoscopique inédit utilisant des liaisons optiques fibrées. Ces sondes sont dédiées à l'exploration des pathologies digestives. L'approche, basée sur une transduction EO est en rupture complète avec les solutions existantes.

Mon implication dans les projets de recherche ne se limite pas à ceux mentionnés dans ces tableaux. Que ce soit sur le plan théorique ou expérimental, je suis également intervenu, plus informellement, dans les projets suivants :

- **Projet WITH**
 - Type de projet : ANR-JST (Japan Science and Technology)
 - Thématique : “Wireless communication using TeraHertz plasmonic-nano ICT devices”
 - Partenaires : Université de Montpellier (France), Institut d’Électronique de, Microelectronique et de Nanotechnologie (IEMN) de Lille (France), Université de Savoie (France), Tohoku University (Japon), Osaka University (Japon), RIKEN Advanced Science Institute (Japon).
 - Implication : Analyse interférométrique d’onde THz pour la caractérisation résolue en fréquence d’émetteurs haute fréquence.
- **Projet MITEPHO**
 - Type de projet : Initial Training Network (ITN), de la Commission Européenne
 - Thématique : “Microwave and Terahertz Photonics : technics and integration for generation and applications”
 - Partenaires : Universidad Carlos III de Madrid (Espagne), Universität Duisburg-Essen (Allemagne), Universität Kassel (Allemagne), University College London (Angleterre), Université de Savoie (France), Semiconductor Physics Institute of Vilnius (Lituanie), Institut d’Électronique, de Microelectronique et de Nanotechnologie (IEMN) de Lille (France), Thales Research & Technology (France) .
 - Implication : Traitement tout-optique de la polarisation THz et détection vectorielle THz par voie électro-optique.
- Volets théoriques et expérimentaux de la branche R&D de Kapteos, associés à d’autres projets ou affaires ¹ que ceux mentionnés précédemment.

1. Il faut distinguer les projets des affaires : dans le cadre de projet, Kapteos est partenaire alors que pour les affaires, la société est considérée comme fournisseur ou sous-traitant. Dans le premier cas, la part de R&D est plus conséquente mais le financement associé n’est que partiel (<100%).

3.3 Partenariats et Collaborations scientifiques majeurs

3.3.1 Collaborations avec le milieu académique

Cette section concerne l'ensemble des collaborations académiques effectives (en cours ou terminées) auxquelles j'ai participé depuis 2006, dans le cadre ou hors du cadre des projets cités précédemment.

- Lomonosov State University, Moscou, Russie : Alexander Shkurinov et Maxim Nazarov, "*Plasmonique Téraherzt*" : publications communes, invitation au laboratoire de Moscou et également pour donner un cours sur l'électro-optique aux étudiants moscovites de Master 2, spécialisés dans les phénomènes ultra-brefs.
- Center for Physical Science and Technology & TERAVAL, Vilnius, Lituanie : Andrius Bičionas, "*Génération et détection dans le domaine Téraherzt*" : publications communes et collaborations expérimentales.
- RIKEN Center for Advanced Photonics, Sendai, Japon, Chiko Otani, "*Interférométrie Téraherzt*", publications communes, projets en partenariat et collaborations expérimentales.
- Université du Québec à Chicoutimi, Christophe Volat, "*Mesure de décharges partielles et corona par voie optique*" : publications communes, collaborations expérimentales et co-encadrement de thèse.
- Laboratoire FEMTO-ST de l'université de Franche-Comté, Besançon, Nadège Bodin-Courjal, "*Développement de capteur électro-optique en optique intégrée sur LiNbO₃*" : publications communes, projets en partenariat.
- Laboratoire XLIM de l'université de Limoges, Philippe Lévêque, "*Développement de capteur électro-optique pour l'évaluation du débit d'absorption spécifique*" : publications communes, projets en partenariat.
- Laboratoire IPAG de Grenoble, Guillermo Martin, "*Cavité électro-optique de haute finesse*" : publications communes et collaborations expérimentales.
- Laboratoire CREATIS de l'université Claude Bernard de Lyon, Olivier Beuf et Anne-Laure Perrier, "*Développement de sonde optique endoluminale pour la mesure du champ magnétique en environnement IRM*" : publications communes, projet en partenariat, co-encadrement de thèse.
- Laboratoire LEAT de l' Université Nice Sophia Antipolis, Jean-Lou Dubard et Marylène Cueille, "*Simulation et modélisation TLM pour le développement d'un scanner de DAS non invasif*" : projet en partenariat.
- Laboratoire Ampère, Lyon, Charles Joubert, "*Monitoring de ligne d'énergie par voie optique*" : publications communes, projets en partenariat.
- CEA Gramat, Jean-Louis Lasserre et Pierre Bruguière, "*Mesure de champ électrique impulsionnel par voie électro-optique*" : publications communes, projets en partenariat et collaborations expérimentales.
- CEA Cesta, Eric Merle, "*Mesure de champ électrique intense et large bande par voie électro-optique*" : Projets en partenariat et collaborations expérimentales.
- Laboratoire interdisciplinaire de Physique, Grenoble, Daniele Romanini et Samir Kassi, "*Cavité optique non-linéaire de haute finesse*" : publications communes, projets en partenariat et collaborations expérimentales.

Ces collaborations sont géographiquement représentées sur la figure 3.1.

3.3.2 Collaborations avec le milieu industriel

Cette section concerne l'ensemble des collaborations industrielles effectives, auxquelles j'ai participées depuis 2006, dans le cadre ou hors du cadre des projets cités précédemment.

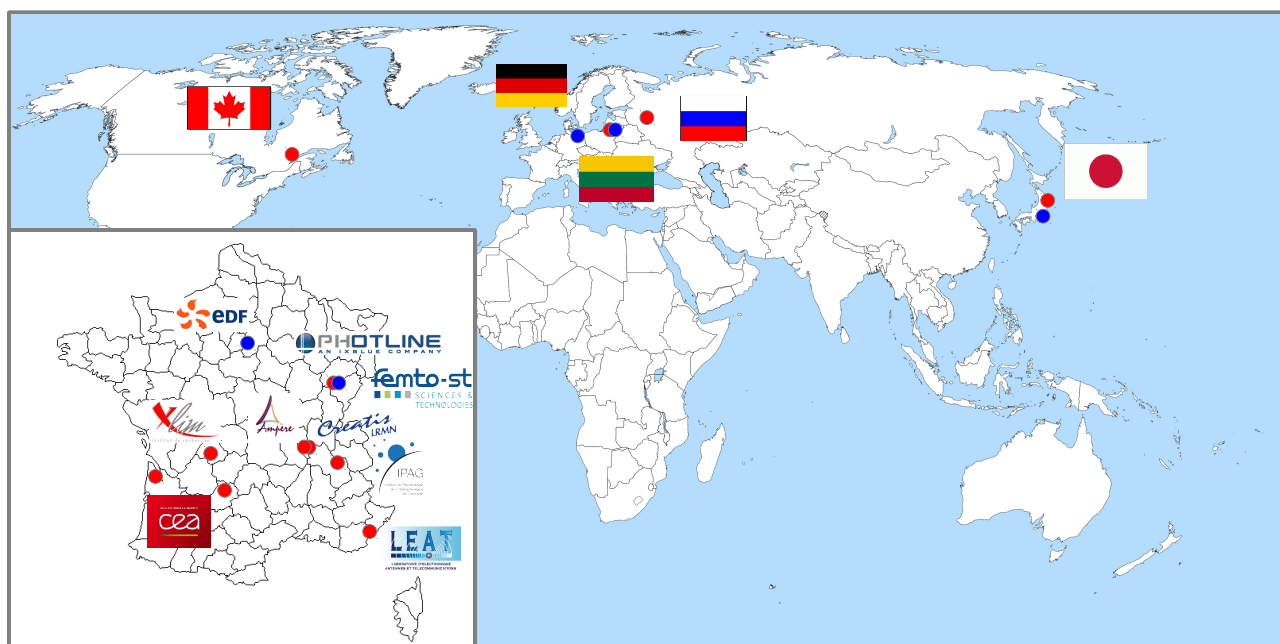


FIGURE 3.1: Situation géographique des collaborations scientifiques, initiées ou entretenues, depuis 2006. Rouge : collaborations académiques, Bleu : collaborations industrielles.

- JX Nippon Mining & Metals Corporation, Tokyo, Japon, Ryuichi Hirano, "*Caractérisation de cristaux électro-optiques*" : publications communes et collaborations expérimentales.
- Inp Greifswald, Allemagne, Stephan Reuter, "*Mesure de champ électrique associé à des plasmas froids*" : publications communes et collaborations expérimentales.
- PhotLine Technologies, Besançon, Jérôme Hauden, Nicolas Grossard et Henri Porte, "*Microcavités électrooptiques fibrées*" : publications communes, projets en partenariat et collaborations expérimentales.
- EDF, centre des Renardières, Moret sur Loing, Gilbert Schmitt et Anne Le Mouel, "*Monitoring de ligne d'énergie par voie optique*" : publications communes, projets en partenariat et collaborations expérimentales.

Ces collaborations sont géographiquement représentées sur le figure 3.1.

3.4 Activités d'expertises

Cette section récapitule mes activités d'expertise, notamment en tant que rapporteur d'articles ou de journaux internationaux :

- **Revues OSA** : Optics Express, Applied Optics ;
- **Revues IEEE** : Sensors Journal, Photonics technology Letters ;
- **Revues IOP** : Journal of Physics D (Applied Physics), Measurement Science and Technology.

Je fais également partie du comité d'expertise des projets pour l'**ANSES**² sur le thème "Radiofréquences et santé", depuis 2014.

Mon activité d'expertise s'étend également aux activités de l'entreprise Kapteos, en particulier pour la mise en place de projet, pour les campagnes de mesure sur site (prestation) et pour l'analyse des résultats obtenus.

2. Agence nationale de sécurité sanitaire de l'alimentation, de l'environnement et du travail

3.5 Production scientifique

- Publications dans des revues internationales avec comité de lecture : 17
- Brevets : 4
- Publications dans des revues nationales avec comité de lecture : 2
- Participation à la rédaction d'ouvrage scientifique : 1
- Conférences internationales avec comité de lecture et publication des actes : 47
- Conférences sur invitation : 7
- Prix et distinctions : 9 (7 pour l'entreprise Kapteos et 2 prix du "meilleur article" de conférence)
- Conférences nationales avec comité de lecture et publication des actes : 21
- Autres communications : 14

Deuxième partie

Résumé des activités de recherche

4	Développement de capteurs électro-optiques	31
4.1	Contexte des travaux	31
4.2	Effet électro-optique et vecteur sensibilité	34
4.3	Les différentes techniques de modulation électro-optique dédiées à la mesure du champ électrique	34
4.3.1	La modulation d'état de polarisation	35
4.3.2	La modulation d'amplitude	35
4.3.3	La modulation de phase	37
4.3.4	Comparaison	37
4.4	Capteur de champ électromagnétique et de température à base de cristaux anisotropes	38
4.4.1	Capteur à modulation d'état de polarisation	38
4.4.2	Mesure de débit d'absorption spécifique et bioélectromagnétisme	41
4.4.3	Développement d'un capteur électro-optique de champ magnétique en IRM	53
4.4.4	Capteur à modulation d'amplitude optique par cavité électro-optique	57
4.5	Sonde électro-optique vectorielle multicomposante du champ électrique	67
4.5.1	Particularité des cristaux isotropes électro-optique	67
4.5.2	Sonde EO dédiée à la mesure simultanée des composantes transverses du vecteur champ électrique	68
4.5.3	Performances d'une sonde EO "2 axes"	71
4.5.4	Caractérisation polarimétrique de champ électrique intense	77
4.5.5	Mesure de la troisième composante du champ	82
4.6	Conclusion et avancées	84

5	Génération, manipulation et détection de champ électrique dans le domaine térahertz	87
5.1	Introduction à la spectroscopie térahertz dans le domaine temporel	87
5.1.1	Introduction	87
5.1.2	Échantillonnage en temps équivalent	88
5.2	Focalisation de plasmons de surface THz	89
5.2.1	Introduction	89
5.2.2	Éléments de théorie	89
5.2.3	Démonstration expérimentale	90
5.3	Émission THz polarimétrique par redressement optique	93
5.3.1	Intérêt de l'étude	93
5.3.2	Redressement optique dans les cristaux de classe cubique	93
5.3.3	Ajustement de la polarisation térahertz par voie optique	96
5.4	Conclusion et perspectives de travail	99

Développement de capteurs électro-optiques

4.1 Contexte des travaux

Les mesures de signaux électriques (potentiel ou champ électrique) classiquement effectuées avec des sondes (e.g. sondes coplanaires en propagation guidée [1, 2]) ou des antennes (en espace libre) [3–6] présentent des limitations importantes inhérentes au capteur employé. Ces limitations concernent principalement la bande de fréquence couverte par le capteur (souvent limitée à quelques GHz), son champ d'application (e. g. restriction aux mesures en propagation guidée sur des lignes d'impédance caractéristique 50Ω et de dimensions micrométriques pour des sondes coplanaires 20 GHz) et la perturbation induite par le capteur.

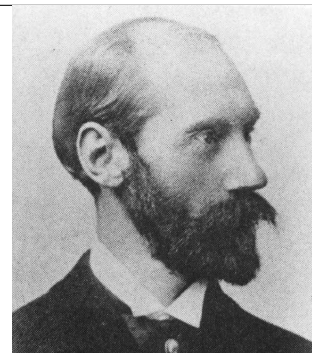


FIGURE 4.1: Friedrich Carl Alwin Pockels (1865-1913). L'effet "Pockels" est nommé ainsi à la suite de ses travaux en 1893 [7, 8]. Cet effet se distingue par le fait que la variation de biréfringence induite est proportionnelle au champ électrique, à la différence de l'effet Kerr, qui lui est quadratique.

La mesure par échantillonnage électro-optique (EO) par effet Pockels (figure 4.1) est réellement exploitée depuis les années 1980. Elle devait révolutionner les mesures de signaux électriques. Cet effet se traduit par une variation linéaire de l'indice de réfraction de certains cristaux (non-centrosymétriques) en présence d'un champ électrique appliqué. Même si cette nouvelle technique avait permis de gagner un ordre de grandeur en résolution spatiale et plus de deux ordres de grandeur sur la bande passante [9–12], avec la possibilité d'atteindre plusieurs dizaines de THz dans certains cas de figure [13], elle est cependant restée confinée dans les laboratoires de recherche à cause d'un handicap majeur comparativement aux techniques classiques : une réelle difficulté de mise en œuvre liée à la nécessité de véhiculer un faisceau laser jusque dans le cristal EO faisant office de capteur. Or, cette situation a rapidement évolué avec les premiers capteurs électro-optiques fibrés apparus au début de cette décennie [14, 15]. . . C'est à cette époque que le laboratoire IMEP-LAHC a lancé une activité centrée sur le développement de capteur EO via un appel d'offre de la Délégation Générale pour l'Armement. Ces travaux ont été initiés par une étude exhaustive sur l'étude des cristaux EO [16] et des techniques de modulation associées [17]. Les sondes EO réalisées par la

suite ont démontré les potentialités de cette technique pour la mesure non-invasive, ultra-large bande et à forte dynamique de champ électrique (aussi bien en espace libre et qu'en propagation guidée) [18]. Néanmoins, le champ d'applications de cet outil de mesure a été limité par la dépendance en température des propriétés intrinsèques du cristal transducteur et de la fibre optique de déport. Ce verrou a été levé en 2007 et la résolution de ce problème a même permis d'étendre les fonctionnalités de telles sondes : **selon que le cristal EO employé soit isotrope ou anisotrope, un capteur EO est respectivement sensible à deux composantes or-**

thogonales ou à une seule composante du champ électrique appliqué mais également à la température. L'historique de ces avancées est résumé en figure 4.2.

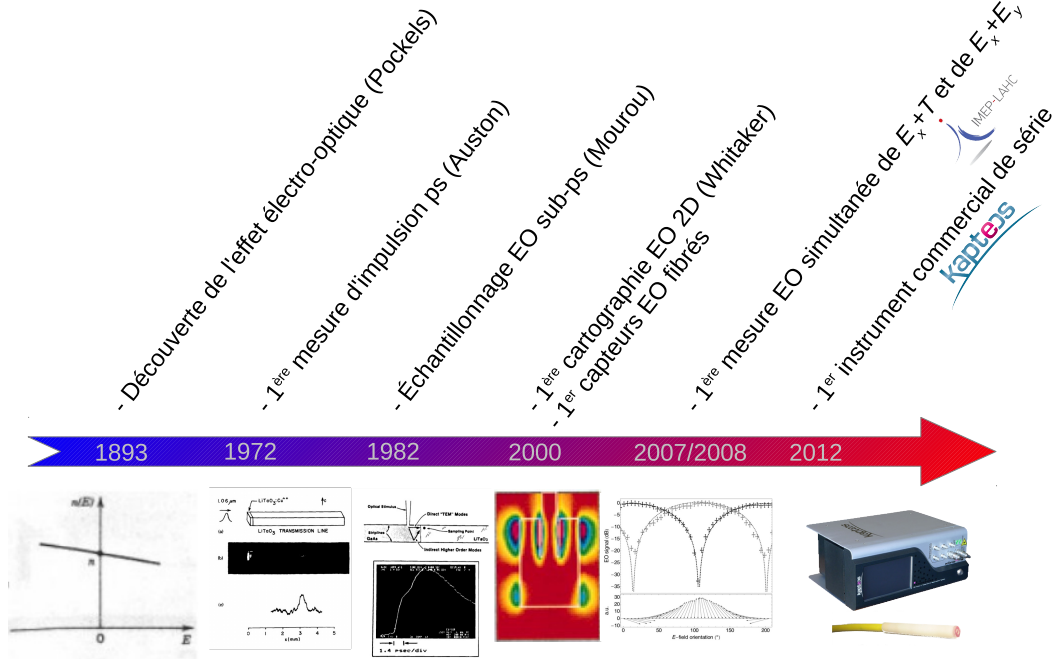


FIGURE 4.2: Historique de l'exploitation de l'effet EO et contributions majeures. Les références associées sont les suivantes, par ordre chronologique : Pockels [7, 8], Auston [9, 10], Mourou [11, 12], Whitaker [19, 20], IMEP-LAHC [21, 22], Kapteos [23].

Concernant spécifiquement la mesure de champ électrique, une comparaison des techniques existantes est proposée en table 4.1. Cette étude comparative est basée sur une large étude bibliographique et démontre la pertinence de l'utilisation de l'effet Pockels pour le développement de capteur vectoriel de champ électrique [24].

Ce chapitre présente donc les avancées associées à la conception et à la réalisation de telles sondes EO ainsi que leur caractérisation et leurs applications. Après de brefs rappels sur l'effet EO et sur les différentes techniques de modulation (sections 4.2 et 4.3), la section 4.4 est consacrée aux capteurs basés sur des cristaux anisotropes, dédiés majoritairement au bioélectromagnétisme. Elle inclut également les travaux portant sur des micro-cavités avec guide d'onde intégré¹. La section suivante démontre la possibilité de caractériser complètement le vecteur champ électrique (en module, phase, et orientation dans l'espace) en utilisant des cristaux EO isotropes. Les sondes réalisées ont été ensuite utilisées pour la mesure vectorielle de champs électriques intenses.

1. Les développements technologiques ne permettent, à l'heure actuelle, que d'inscrire des guides optiques non linéaires sur des cristaux anisotropes, principalement sur LiNbO_3 . Ces derniers sont par ailleurs éprouvés et très largement utilisés pour la réalisation de modulateurs optiques Télécom.

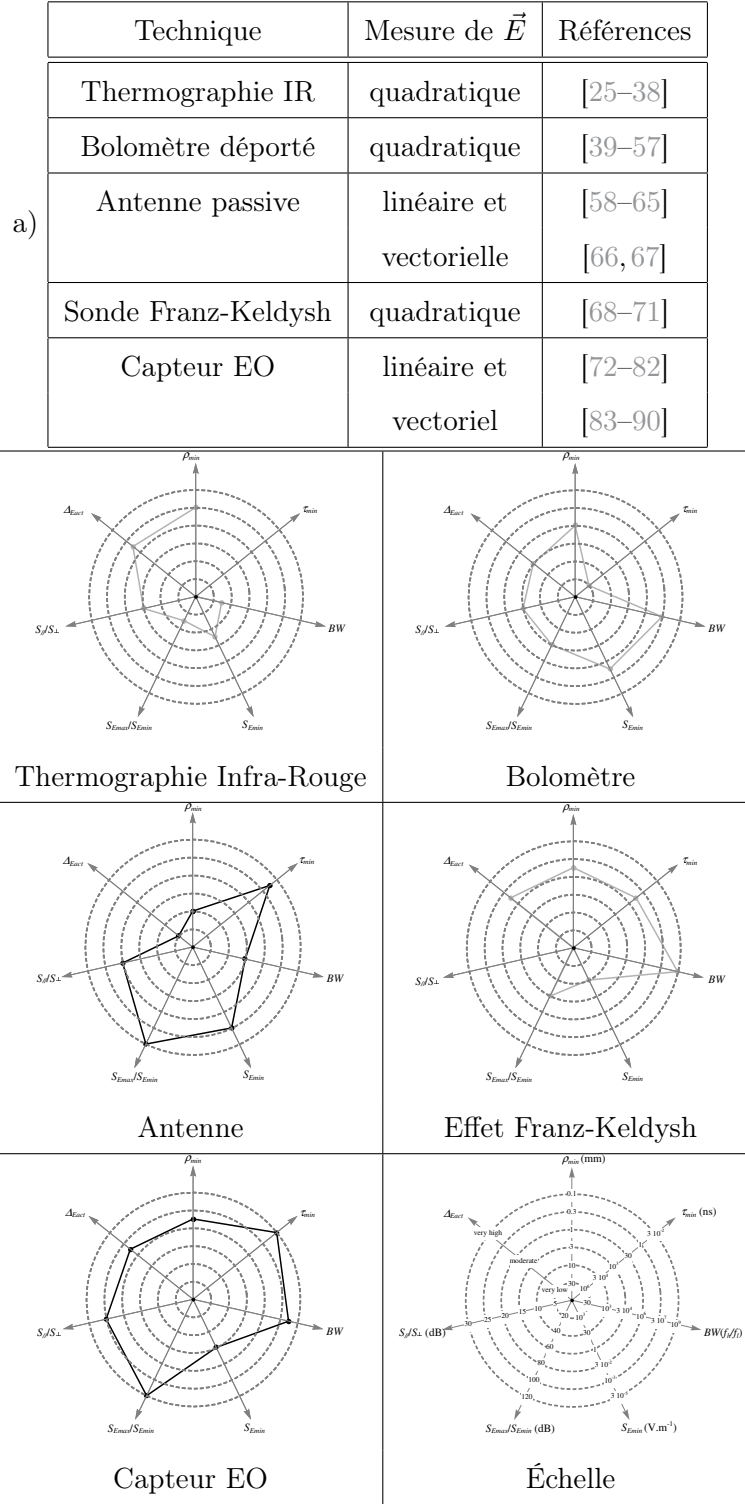


TABLE 4.1: a) Techniques de mesure de champ électrique et références associées. b) Diagramme de performance des techniques analysées sur une base bibliographique. S_{Emin} est le champ minimal détectable, S_{Emax}/S_{Emin} est la dynamique de mesure, $S_{//}/S_{\perp}$ est la sélectivité vectorielle, ΔE_{act} est la perturbation induite sur le champ électrique à mesurer, ρ_{min} est la résolution spatiale, τ_{min} est la résolution temporelle et BW est la bande passante définie par le ratio entre f_h et f_l , les fréquences de coupure haute et basse. Les lignes noires correspondent à un comportement linéaire du transducteur et les lignes grises à une réponse quadratique².

2. Une réponse linéaire autorise une analyse de l'amplitude ainsi que de la phase de l'onde électromagnétique mesurée alors qu'une réponse quadratique ne fournit qu'une information sur la puissance.

4.2 Effet électro-optique et vecteur sensibilité

L'effet électro-optique se traduit par une modification des indices propres d'un cristal non centrosymétrique sous l'action d'un champ électrique appliqué \vec{E}_Ω , de pulsation Ω . Cette variation d'indice δn_\pm est tirée de la résolution des équations de Maxwell, associée à un formalisme tensoriel adapté aussi bien aux milieux isotropes qu'anisotropes. En effet, la polarisation induite dans ce type de cristaux peut s'écrire :

$$\vec{P}_w = \underbrace{\epsilon_0[\chi_1]\vec{E}_w}_1 + \underbrace{\epsilon_0[\chi_2]\vec{E}_w\vec{E}_\Omega}_2 + \dots \quad (4.1)$$

où $[\chi_i]$ est le tenseur de susceptibilité d'ordre i du matériau et \vec{E}_w le champ électrique associé à l'onde optique. Nous considérons ici que le champ électrique appliqué est de pulsation très faible relativement à celle de l'onde optique : $w \gg \Omega$. Le terme 1 traduit la réponse linéaire du matériau alors que le terme 2 traduit l'interaction entre le champ électrique de l'onde optique et le champ électrique à mesurer. Ce second terme correspond à l'effet Pockels : il s'agit d'un effet électro-optique linéaire en fonction du champ \vec{E}_Ω appliqué. Le calcul analytique présenté en références [16, 93] permet, grâce à l'équation précédente, de relier la variation d'indice au champ électrique \vec{E}_Ω . Dans le cas de figure d'un cristal électro-optique anisotrope, et en tenant compte de la faible amplitude des effets induits, cette variation s'écrit :

$$\delta n_\pm = \vec{K}_\pm \cdot \vec{E}_\Omega \quad (4.2)$$

où \vec{K}_\pm est le vecteur sensibilité associé à l'indice propre de réfraction δn_\pm [16]. **Ce vecteur, permet à la fois de déterminer la sensibilité de mesure (via son module, exprimé en pm·V⁻¹) et l'orientation de l'unique composante du champ électrique qui sera mesurée (de par la nature vectorielle de l'équation 4.2).** Il dépend d'une part du cristal électro-optique utilisé et d'autre part de l'orientation du vecteur d'onde optique \vec{k}_w par rapport aux axes cristallins. Plusieurs configurations d'utilisation du cristal existent et permettent de mesurer un champ électrique longitudinal ou transverse. Dans le cadre de ces travaux, les capteurs électro-optiques développés présentent un vecteur sensibilité orienté à $\pi/2$ du vecteur d'onde optique (capteurs sensibles au champ électrique transverse à l'onde optique).

Dans le cas d'un cristal EO isotrope, la variation de l'indice de réfraction fait intervenir deux vecteurs sensibilités, orthogonaux entre eux, $\vec{\Delta K}_a$ et $\vec{\Delta K}_b$ [16]. En effet, l'effet Pockels se traduit ici par l'apparition d'une anisotropie optique provoquée par le champ électrique appliqué \vec{E}_Ω :

$$\Delta n(\vec{E}_\Omega) = \sqrt{(\vec{\Delta K}_a \cdot \vec{E}_\Omega)^2 + (\vec{\Delta K}_b \cdot \vec{E}_\Omega)^2} \quad (4.3)$$

Cette anisotropie induite dépend à la fois de l'amplitude et de la direction de \vec{E}_Ω . **L'utilisation d'un cristal EO isotrope autorise donc la mesure simultanée des deux composantes transverses du champ électrique [21, 91].**

4.3 Les différentes techniques de modulation électro-optique dédiées à la mesure du champ électrique

Quelque soit le type de cristal utilisé, la modification d'indice peut être exploitée de différentes manières, dans la perspective de concevoir un transducteur dédié à la mesure du champ électrique :

- La modulation d'état de polarisation : la biréfringence induite par le champ électrique conduit à une modification de l'état de polarisation d'un faisceau laser sondant le cristal EO.

4.3. LES DIFFÉRENTES TECHNIQUES DE MODULATION ÉLECTRO-OPTIQUE DÉDIÉES À LA MESURE DU CHAMP ÉLECTRIQUE

- La modulation d'amplitude : en utilisant le cristal EO comme une cavité Fabry-Pérot, la modification d'indice de réfraction induite par effet Pockels se traduit par une variation de la puissance optique transmise (ou réfléchi).
- La modulation de phase au sein d'un dispositif interférométrique (de type Michelson ou Mach-Zehnder) : l'indice modifié par le champ électrique induit un déphasage sur le faisceau laser sondant le cristal EO.

4.3.1 La modulation d'état de polarisation

L'application d'un champ électrique sur un cristal entraîne une modification de sa biréfringence par effet Pockels. Dans ce cas de figure, cette biréfringence induite engendre des variations de l'état de polarisation d'un faisceau laser venant sonder le cristal électro-optique. Ainsi, sous l'action du champ électrique, le déphasage induit entre les deux états propres de polarisation voyant respectivement les indices n_+ et n_- dans le cristal s'écrit :

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + \Delta\varphi_E = \frac{2\pi L}{\lambda}(\Delta n(0) + \Delta n(\vec{E}_\Omega)) \quad (4.4)$$

où $\Delta\varphi_0$ est le déphasage induit par la biréfringence naturelle $\Delta n(0)$ (nulle dans le cas d'un cristal isotrope) et $\Delta\varphi_E$ est un déphasage additionnel provoqué par la biréfringence induite par le champ électrique $\Delta n(\vec{E}_\Omega)$. Cette dernière s'exprime de façon simplifiée dans le cas d'un cristal anisotrope, grâce à $\vec{\Delta K} = \vec{K}_+ - \vec{K}_-$:

$$\Delta n(\vec{E}) = \vec{\Delta K} \cdot \vec{E}_\Omega \quad (4.5)$$

Dans le cas d'un cristal isotrope, la biréfringence induite par le champ électrique est donnée par la relation 4.3 énoncée précédemment.

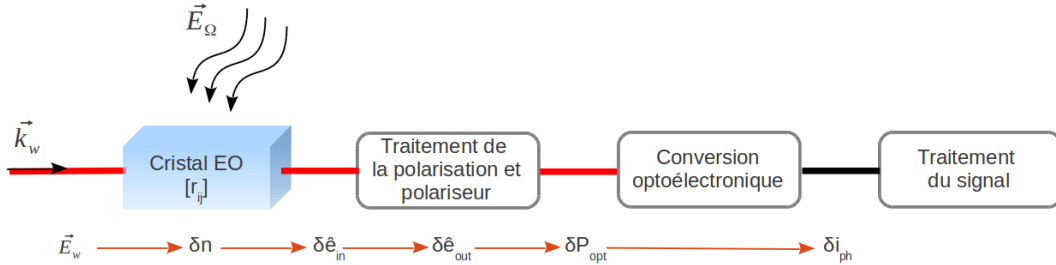


FIGURE 4.3: Cascade de conversions des grandeurs physiques mises en jeu dans le cas de figure d'un capteur basé sur la modulation d'état de polarisation. n est l'indice de réfraction du cristal, \hat{e} correspond à l'état de polarisation de l'onde optique, P_{opt} est la puissance optique et I_{ph} représente le photo-courant produit par la photodiode.

La figure 4.3 représente la cascade de conversion des grandeurs physiques mises en jeu dans un montage optique dédié à la modulation d'état de polarisation.

4.3.2 La modulation d'amplitude

Dans le cas des dispositifs basés sur la modulation d'amplitude, le cristal est utilisé comme interféromètre de Fabry-Pérot³. Pour cela, ses faces d'entrée et de sortie peuvent être traitées pour obtenir des surfaces diélectriques hautement réfléchissantes.

Le coefficient de transmission du Fabry-Pérot présente des maxima pour les longueurs d'onde telles que :

$$\lambda_m = 2 \frac{nL}{m} \quad (4.6)$$

3. Le système interférentiel que constitue le cristal, avec ou sans adjonction de miroirs, permet de moduler directement l'intensité optique, d'où la dénomination de modulation d'amplitude.

4.3. LES DIFFÉRENTES TECHNIQUES DE MODULATION ÉLECTRO-OPTIQUE DÉDIÉES À LA MESURE DU CHAMP ÉLECTRIQUE

avec L la longueur de la cavité, n l'indice de réfraction et m l'ordre (ce dernier étant un nombre entier). L'application d'un champ électrique \vec{E}_Ω a pour effet de modifier l'indice de réfraction ce qui entraîne une variation du coefficient de transmission. Considérons la puissance optique transmise normalisée [92] :

$$I_t = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} n(E)L\right)} \quad (4.7)$$

avec R le coefficient de réflexion en intensité des faces de la cavité.

Pour trouver le point de fonctionnement idéal du dispositif, il faut se placer dans une zone de la courbe représentative de I_t qui présente un maximum de linéarité (figure 4.4). Ce point correspond également au maximum de sensibilité (pente maximale).

Ce point de fonctionnement correspond à une intensité transmise équivalente aux 3/4 de l'intensité maximale en l'absence de champ électrique appliqué et pour des valeurs de R proches de 1⁴. La condition s'écrit alors :

$$\frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{2\pi n_0 L}{\lambda}\right) = \frac{1}{3} \quad (4.8)$$

En ajustant la longueur d'onde d'émission λ du laser, il est possible de se placer au point de fonctionnement optimal sur la courbe où la puissance optique atteint 75% de la puissance maximum. Cette longueur d'onde de travail correspond au point d'inflexion de la réponse spectrale de la cavité. Elle permet de maximiser la sensibilité ainsi que la dynamique de mesure. Tout champ électrique appliqué entraînera alors une modification de l'indice sondé par l'onde optique, engendrant ainsi une variation de l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité (donc un déplacement des pics de résonances). L' ISL correspond à l'écart fréquentiel entre deux pics de transmission successifs :

$$ISL = \frac{c}{2n(E)L} \quad (4.9)$$

La variation d' ISL induite par l'application d'un champ électrique a pour effet de moduler la puissance optique transmise. Ce paramètre est, par ailleurs, directement relié à la température via le coefficient thermo-optique dn/dT associé à l'indice de réfraction sondé par le laser. Il est important de préciser que la méthode est également valide pour une configuration de cavité en réflexion. La figure 4.5 illustre la cascade de conversions des grandeurs physiques mises en jeu dans l'utilisation du cristal électro-optique comme cavité Fabry-Pérot.

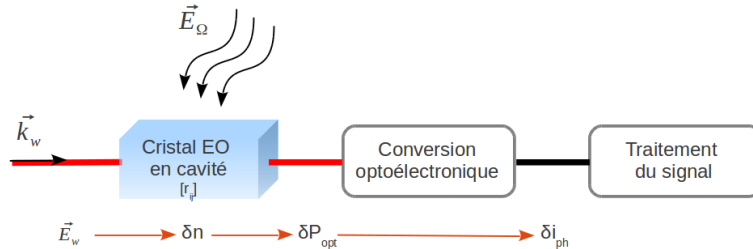


FIGURE 4.5: Cascade de conversions des grandeurs physiques mises en jeu dans le cas de figure d'un capteur basé sur la modulation d'amplitude. n est l'indice de réfraction du cristal, P_{opt} correspond à la puissance optique et I_{ph} représente le photo-courant produit par la photodiode.

4. Cette valeur de 3/4 correspond au point d'inflexion de I_t et se retrouve en annulant sa dérivée seconde, pour des valeurs de R tendant vers 1.

4.3.3 La modulation de phase

La modulation de phase tire son principe du fait qu'un faisceau sonde traversant un cristal électro-optique subit un déphasage par rapport à un faisceau de référence n'ayant pas traversé le cristal. Ce déphasage est pour partie induit par le champ électrique appliqué. Une des techniques permettant de mesurer ce déphasage (et par là-même le champ électrique appliqué) consiste à faire interférer le faisceau sonde et le faisceau de référence à l'aide d'un dispositif interférométrique (type Mach-Zehnder par exemple).

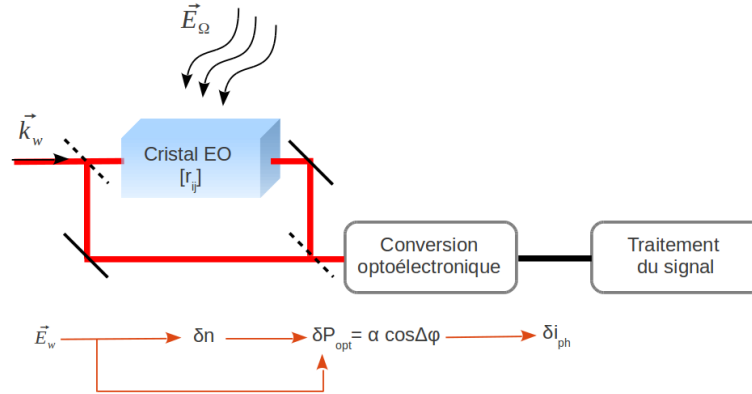


FIGURE 4.6: Cascade de conversions des grandeurs physiques mises en jeu dans le cas de figure d'un capteur basé sur la modulation de phase. n est l'indice de réfraction du cristal, $\Delta\varphi$ correspond au déphasage entre le faisceau optique de référence et celui traversant le cristal soumis à un champ électrique et I_{ph} représente le photo-courant produit par la photodiode.

Le faisceau laser, présentant une polarisation rectiligne correctement orientée, sonde un des indices propres du cristal. Cet indice propre subit une modification induite par le champ électrique qui, à son tour, va engendrer une variation de la phase du faisceau laser en sortie du cristal. Pour accéder au déphasage ainsi créé, il est nécessaire de faire interférer ce faisceau sonde avec le faisceau issu du bras de référence de l'interféromètre. Ce déphasage s'écrit alors :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi(n_{\pm} - 1)L}{\lambda} - \phi_0 \quad (4.10)$$

où L est la longueur du cristal traversé par le faisceau laser sonde et ϕ_0 un déphasage ajustable, lié à la différence de chemins optiques entre les deux bras de l'interféromètre en l'absence de cristal. $\Delta\phi$ est ensuite converti en variations de puissance optique sur chacune des voies, elles-mêmes transformées en variations de photo-courant grâce à une photodiode. La figure 4.6 représente ainsi l'ensemble des conversions des grandeurs physiques mises en jeu dans l'utilisation d'un modulateur de phase dédié à la mesure du champ électrique. En l'absence de champ électrique, le déphasage relatif doit être de $\frac{\pi}{4}$ pour assurer conjointement une sensibilité optimale et une dynamique de mesure maximale.

4.3.4 Comparaison

Les performances en termes de sensibilité et de bande passante sont identiques en modulation d'état de polarisation et en modulation de phase et légèrement inférieures à celles de la modulation d'amplitude [17, 93]. La linéarité de mesure de la modulation d'amplitude est limitée par la réponse non linéaire d'un interféromètre à ondes multiples au voisinage des résonances alors que pour les deux autres techniques la réponse est sinusoïdale (réponse en intensité d'un interféromètre à deux ondes pour la modulation de phase et réponse des lames d'onde et du polariseur pour la modulation d'état de polarisation). Sur le plan expérimental, intéressons-nous premièrement à l'élément commun à ces trois techniques. Le laser doit, en général, être accordable en longueur d'onde, pour compenser des déphasages parasites pour la modulation d'état de

polarisation ou de phase et pour obtenir le point de fonctionnement optimal pour la modulation d'amplitude. Par ailleurs les différences entre ces types de modulations impactent directement **la structure du capteur**. Alors qu'un simple cristal et une lame d'onde suffisent à moduler l'état de polarisation (système 1D), deux bras interférométriques parfaitement déphasés de $\frac{\pi}{4}$ en l'absence de champ sont nécessaires à la modulation de phase (système 2D). Pour la modulation d'amplitude, la structure transductrice est constituée d'un cristal et de deux miroirs (système 1D). Pour un même produit sensibilité-bande passante, la dimension longitudinale du capteur est réduite d'un facteur $\frac{F}{\pi}$ (avec F , la finesse de cavité) dans cette dernière configuration comparativement aux deux autres techniques, diminuant ainsi la perturbation induite sur le champ à mesurer. Néanmoins, l'obtention d'une cavité stable et de haute finesse, au sein d'un capteur fibré, complexifie la réalisation du capteur. Le tableau suivant présente les éléments de base de cette comparaison.

Paramètre	Modulation d'état de polarisation	Modulation de phase	Modulation d'amplitude
Déphasage $\Delta\varphi$	$\Delta\varphi_{x/y}$	$\Delta\varphi_x$ ou $\Delta\varphi_y$	$\Delta\varphi_x$ ou $\Delta\varphi_y$
Longueur effective L_{eff}	$L_{eff} = L_{cristal}$	$L_{eff} = L_{cristal}$	$L_{eff} = L_{cristal} \frac{F}{\pi}$
Bande passante $BP = \frac{1}{2\pi\tau}$	$\tau \propto L_{cristal}$	$\tau \propto L_{cristal}$	$\tau \propto L_{cristal} \frac{F}{\pi}$
Réalisation du capteur fibré	++ (1D)	– (2D)	+ (1D)
Simplicité du banc expérimental (nombre d'éléments et asservissements)	--	–	++

Concernant **le banc expérimental** dans son ensemble, la modulation d'état de polarisation nécessite au moins une lame demi-onde en entrée de capteur et un trio lame demi-onde, lame quart d'onde, polariseur pour le traitement du signal modulé⁵. La modulation de phase nécessite un bras mobile, ou une tension d'alimentation, pour assurer le déphasage initial quelque soit l'environnement du capteur. Ce déphasage peut être géré au sein même du capteur, reportant ainsi la complexité sur sa structure. Le banc expérimental exploitant les capteurs à modulation d'amplitude se résume, dans son principe, uniquement au transducteur et à un photodétecteur, ce dernier étant commun à toutes les techniques. Pour conclure, si la technologie associée à la structure du capteur à modulation d'amplitude est accessible, cette technique s'avère la plus facile de mise en œuvre et la plus performante concernant les mesures non invasives de champ électrique. La modulation d'état de polarisation autorise quant à elle un traitement tout optique déporté du capteur lui-même, donc de l'environnement de mesure.

4.4 Capteur de champ électromagnétique et de température à base de cristaux anisotropes

4.4.1 Capteur à modulation d'état de polarisation

L'application d'un champ électrique \vec{E}_Ω sur un cristal électro-optique anisotrope a pour effet de modifier sa biréfringence naturelle par effet Pockels, ce qui entraîne une modulation de l'état de polarisation de l'onde optique en sortie du cristal. Concrètement, sous l'application d'un champ électrique, le déphasage total entre les deux états propres de polarisation du faisceau laser sonde

5. Ces deux dernières lames peuvent être remplacées par un compensateur de Soleil-Babinet.

voyant respectivement les indices n_+ et n_- , est donné par la relation :

$$\begin{aligned}\Delta\varphi &= \frac{2\pi L}{\lambda}(n_+ - n_-) \\ &= \frac{2\pi L}{\lambda} \underbrace{[(n_+(\vec{E}_\Omega) - n_+(0)) - (n_-(\vec{E}_\Omega) - n_-(0))]}_{\Delta\varphi_E} + \frac{2\pi L}{\lambda} \underbrace{[n_+(0) - n_-(0)]}_{\Delta\varphi_0}\end{aligned}\quad (4.11)$$

avec $\Delta\varphi_0$ et $\Delta\varphi_E$ définis respectivement comme le déphasage induit par la biréfringence naturelle du cristal et le déphasage induit par effet Pockels. Cette dernière équation peut se réécrire de la manière suivante :

$$\Delta\varphi(\vec{E}, T) = \underbrace{\frac{2\pi L_{eff} \Delta\mathbf{n}_E(\vec{E})}{\lambda}}_{\Delta\varphi_E} + \underbrace{\frac{2\pi L_{eff} \Delta\mathbf{n}_0(\mathbf{T})}{\lambda}}_{\Delta\varphi_0}\quad (4.12)$$

Cette expression met en exergue la dépendance en température de la biréfringence naturelle du cristal Δn_0 , affectant ainsi directement la stabilité de la valeur de $\Delta\varphi_0$ correspondant au point de fonctionnement optimal du système. Il en va de même pour la fibre à maintien de polarisation (PMF) utilisée pour véhiculer le signal de mesure : la biréfringence naturelle d'une PMF est affectée par la température, impliquant alors une variation du déphasage total et donc un changement d'orientation et d'ellipticité de l'état de polarisation émergeant. Ces changements entraînent, par suite, une dérive du point de fonctionnement optimal. Il s'agit, dès lors, de pouvoir à la fois quantifier et compenser ces dérives. Le processus de compensation permettra d'obtenir une très bonne stabilité du système pour la mesure du champ électrique (et donc une grande reproductibilité) tandis que la quantification permettra d'évaluer les variations de température à l'origine des dérives. Il a été démontré que l'obtention conjointe d'un maximum de la réponse électro-optique avec la plus grande stabilité du point de fonctionnement optimal passait par la satisfaction des exigences suivantes [94] :

- l'utilisation d'une polarisation constamment rectiligne en entrée du prisme de Wollaston et dont l'orientation est maintenue à 45° des axes de ce dernier. Cette double condition est remplie par la mise en place d'un jeu de deux lames d'onde motorisées : une lame quart-d'onde (pour maintenir une polarisation rectiligne) suivie d'une lame demi-onde (pour garantir l'orientation de cette dernière). Ces lames vont permettre de compenser en temps réel les variations d'orientation et d'ellipticité de l'état de polarisation de l'onde optique en sortie de PMF retour afin d'annuler les effets de la température sur la fibre et le cristal électro-optique.
- le maintien du déphasage induit par la PMF retour $\Delta\phi$ à une valeur fixe, correspondant à un maximum de la réponse électro-optique (obtenu pour $\Delta\phi + 2\alpha = 0$). Cette condition est remplie par la mise en place d'un asservissement en longueur d'onde d'émission du faisceau laser sonde.

Dans les capteurs électro-optiques développés, la température du cristal est déduite des paramètres d'asservissement utilisés pour stabiliser la réponse électro-optique et plus particulièrement grâce aux lames quart-d'onde et demi-onde motorisées qui maintiennent en permanence le système sur son point de fonctionnement optimal (garantissant à la fois la meilleure sensibilité de mesure et la plus grande linéarité de la réponse du système). Ainsi les variations de température induisant une dérive de ce point de fonctionnement peuvent être à la fois compensées et mesurées en contrôlant les orientations de ces deux lames motorisées. Grâce à la valeur de ces orientations, il est possible de connaître en temps réel la variation de température dans le cristal.

Il est également important de préciser que la décorrélation des effets du champ électrique et de la température est rendue possible par le fait que leurs temps caractéristiques associés sont très différents. Les variations de température peuvent en effet être assimilées à un phénomène lentement variable tandis que les champs électriques que nous souhaitons mesurer se situent sur une gamme fréquentielle s'étalant du kHz jusqu'à plusieurs dizaines de GHz. Ainsi, comme le montre la figure 4.7, il est possible de remonter à la température par un filtrage passe-bas de la réponse du système (fréquence de coupure de quelques Hz) et de discriminer les effets du champ électrique par un filtrage passe-haut.

La relation reliant le déphasage en fonction de la température $\partial\Delta\varphi_0/\partial T$ à la biréfringence du cristal en fonction de la température $\partial\Delta n_0/\partial T$ s'écrit pour une mesure en réflexion (la longueur effective du cristal L_{eff} valant deux fois sa longueur physique L) :

$$\frac{\partial\Delta\varphi_0}{\partial T} = \frac{4\pi L}{\lambda_0} \frac{\partial\Delta n_0}{\partial T} \quad (4.13)$$

La connaissance de $\Delta\varphi_0$ à partir des valeurs de l'orientation des lames quart-d'onde et demi-onde ne permet qu'une mesure relative de la température. En effet, la température du cristal est donnée par la relation :

$$T_{EO} = T_0 + \frac{\lambda_0}{4\pi L \frac{\partial\Delta n_0}{\partial T}} \Delta\varphi_0 \quad (4.14)$$

Ainsi pour une connaissance absolue de la température, il est nécessaire de connaître la température initiale du cristal T_0 ainsi que le paramètre $\partial\Delta n_0/\partial T$, ce dernier étant facilement déduit des coefficients thermo-optiques du cristal à la longueur d'onde de travail.

Le banc expérimental autorisant la mesure simultanée d'une composante du champ électrique et de la température est schématisé en figure 4.8. La sonde présentée a permis de mesurer le débit d'absorption spécifique (DAS) au sein d'un milieu biologique, ce qui est l'objet de la section suivante.

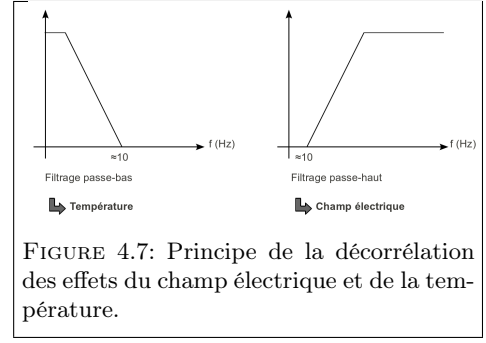


FIGURE 4.7: Principe de la décorrélation des effets du champ électrique et de la température.

4.4.2 Mesure de débit d'absorption spécifique et bioélectromagnétisme

Les travaux présentés au cours de cette section s'articuleront autour de deux domaines d'application majeurs du bioélectromagnétisme : la dosimétrie radiofréquence et l'électroporation cellulaire. Pour répondre aux contraintes spécifiques de ces deux domaines, nous avons employé une sonde électro-optique basée sur l'utilisation d'un cristal de LiTaO_3 en tant que modulateur d'état de polarisation⁶. Conformément aux considérations théoriques, cette sonde permet la mesure simultanée d'une composante du champ électrique et des variations de la température. Ce caractère simultané est ainsi mis à profit d'une part en régime fréquentiel, pour procéder à une évaluation duale du débit d'absorption spécifique, et d'autre part en régime temporel, pour la mesure *in situ* d'impulsions électriques nanosecondes et la discrimination de leur éventuel effet thermique sur les milieux biologiques exposés. Ces travaux ont été menés dans le cadre de la thèse de Pierre Jarrige, en collaboration avec M. Philippe Lévêque et son équipe (XLIM, Limoge).

4.4.2.1 Mesure en régime fréquentiel : cas du débit d'absorption spécifique

La première étape de nos investigations a consisté à mesurer le champ électrique et la température au sein d'une solution biologique exposée à un signal CW de fréquence 1,8 GHz, fréquence porteuse typique des signaux du système GSM associé à la téléphonie mobile. Ces deux grandeurs physiques mènent chacune au débit d'absorption spécifique (DAS), qui constitue le paramètre dosimétrique de référence pour quantifier l'absorption tissulaire des champs électromagnétiques (équations 4.15 et 4.16).

$$DAS = \frac{\sigma E^2}{\rho} \quad (4.15)$$

où ρ et σ sont respectivement la masse volumique et la conductivité électrique du milieu et E la valeur efficace du champ électrique.

$$DAS = C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.16)$$

où ∂T est l'élévation de température (en degrés Kelvin) pendant le temps d'exposition ∂t (en seconde) et C la capacité calorifique massique du tissu en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

Nous avons donc utilisé la capacité de la sonde à mesurer simultanément le champ électrique et la température pour déterminer le DAS de deux manières différentes.

La figure 4.9 montre le montage expérimental utilisé. Un synthétiseur de fréquence délivre un signal CW à 1,8 GHz.

Ce signal est alors amplifié grâce à un amplificateur radiofréquence présentant un gain de 40 dB. Afin de protéger le synthétiseur de toute réflexion parasite, un circulateur (suivi d'une charge d'impédance 50Ω) est inséré après l'amplificateur. Le dispositif destiné à exposer le milieu biologique est une cellule Transverse ÉlectroMagnétique (TEM). Ses caractéristiques dimensionnelles d'intérêt sont les suivantes : la largeur de son septum est de 30 mm et les distances entre septum et plan de masse sont respectivement de 10 et 12 mm (il s'agit donc d'une cellule TEM dissymétrique). Ces dimensions ont été choisies de manière à produire une impédance caractéristique de 50Ω sur une large bande fréquentielle (apparition des premiers modes d'ordre supérieurs au-delà de 3 GHz). Par ailleurs, elles permettent l'introduction de conteneurs spécifiques pour recueillir le milieu biologique. Ces conteneurs sont placés entre le septum et le plan de masse, là où le champ électrique présente la plus grande homogénéité. Ils sont remplis d'une solution ionique de chlorure de sodium (NaCl) dont la conductivité électrique et la permittivité diélectrique sont respectivement de $1,7 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ et de 77 à la fréquence de travail. Un puissance-mètre

6. Le choix du cristal de LiTaO_3 est issu d'une large étude bibliographique et de campagnes de caractérisation de cristaux EO. Ce cristal présente de nombreux avantages : des coefficients EO relativement bons, une permittivité compatible avec celle des milieux biologique et une croissance cristalline éprouvée.

4.4. CAPTEUR DE CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE ET DE TEMPÉRATURE À BASE DE CRISTAUX ANISOTROPE

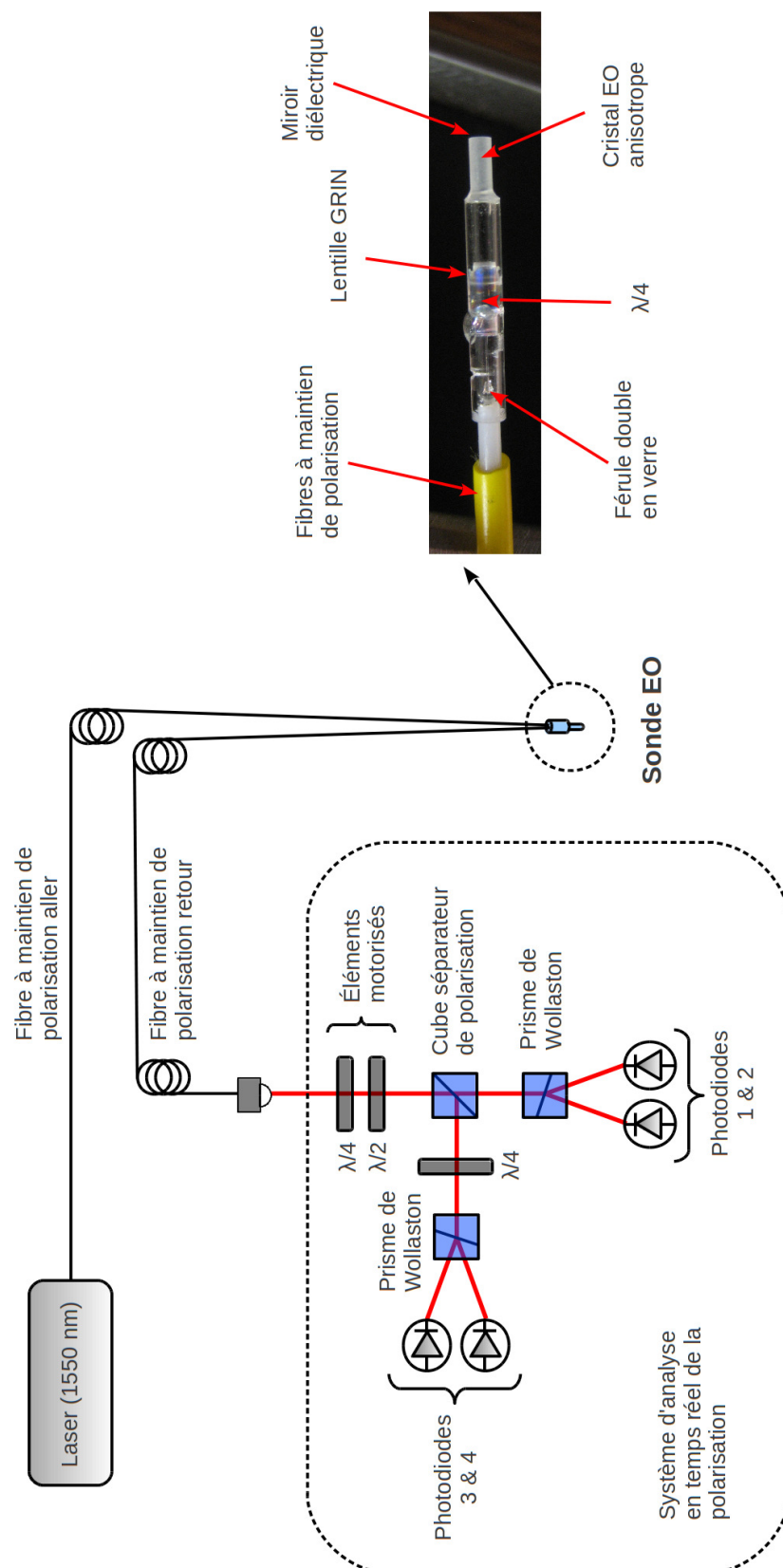


FIGURE 4.8: Schéma du banc optique et de la sonde électro-optique dédiés à la mesure simultanée d'une composante du champ électromagnétique et des variations de la température.

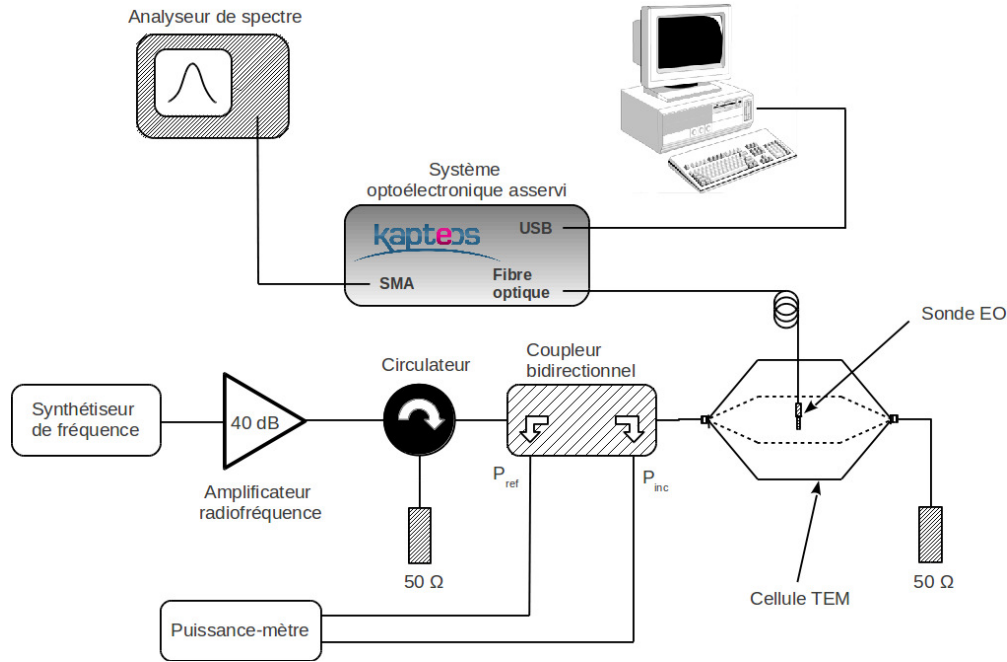


FIGURE 4.9: Schéma du montage expérimental pour la mesure en régime CW

est inséré entre l'amplificateur radiofréquence et la cellule TEM via un coupleur bidirectionnel. Ce dernier permet le contrôle des puissances injectées en entrée du dispositif d'exposition ainsi que des puissances réfléchies. Le système de mesure se compose de la sonde électro-optique qui est connectée au banc de mesure via une fibre optique, autorisant ainsi un déport important (5 m dans notre cas). La partie transductrice de la sonde se compose d'un cristal de LiTaO_3 de 7,1 mm de long qui est immergé intégralement dans la solution. La sortie du système électro-optique est connectée à un analyseur de spectre. Ce dernier nous permet de relever l'amplitude du signal électro-optique et nous renseigne ainsi sur l'amplitude de la composante du champ électrique colinéaire au vecteur sensibilité du cristal. L'évolution de la température, déduite des paramètres d'asservissement du système de traitement de la polarisation, est directement visualisable à l'aide d'une interface Labview dédiée.

4.4.2.1.1 Réponse en champ électrique

Pour caractériser la réponse de la sonde, des mesures de linéarité et de sélectivité (réponse angulaire) ont été menées à la fois dans l'air et dans la solution biologique. Les résultats sont présentés en figure 4.10.

Comme le montre la figure 4.10.a, la réponse de la sonde est linéaire sur une plage de 60 dB dans l'air et de plus de 70 dB dans la solution. Ces valeurs ne correspondent pas aux dynamiques de mesure réelles. Plus précisément, la borne inférieure correspond au plancher de bruit de l'analyseur de spectre (établi à -136 dBm), tandis que la borne supérieure est liée à la saturation de la réponse de l'amplificateur radiofréquence. En effet, au-delà d'une puissance P_{sat} donnée, nous assistons à une compression de sa réponse, se traduisant par un plafonnement de la puissance de sortie. Sans cela, la sonde pourrait théoriquement atteindre une dynamique de plus de 100 dB. Dans l'air, l'ajustement linéaire appliqué aux points de mesure conduit à une pente de $1,004 \pm 0,0004$. Dans la solution, il conduit à une pente de $0,997 \pm 0,0007$. Ces deux valeurs confirment une très bonne proportionnalité entre le signal électro-optique mesuré et le signal radiofréquence injecté dans la cellule TEM. Les écarts type moyens associés à chaque mesure sont d'ailleurs respectivement de 0,5 et 0,6 dB. La sensibilité de la sonde correspond au champ électrique minimal induisant un signal dont l'amplitude équivaut au niveau de bruit moyen sur

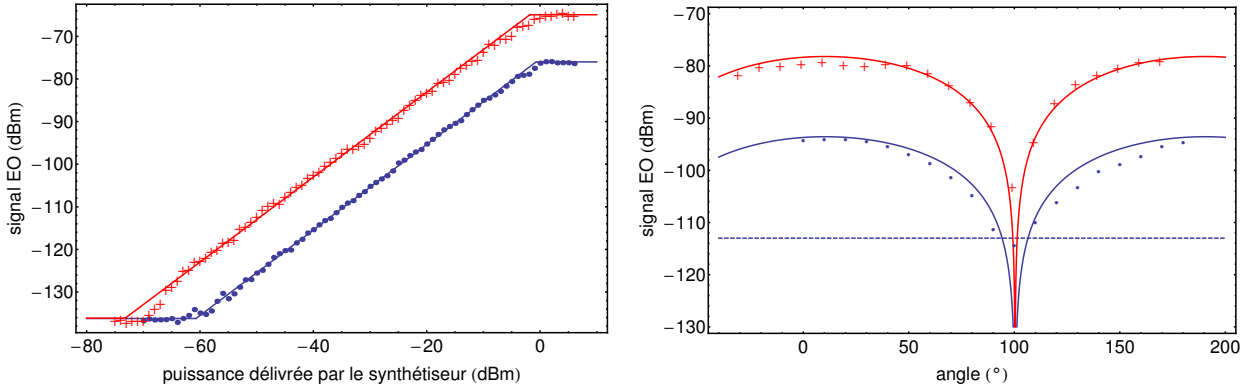


FIGURE 4.10: a) Linéarité de la sonde électro-optique accompagnée des ajustements théoriques associés : mesures effectuées dans l'air (points bleus) et dans la solution (croix rouges). b) Sélectivité de la sonde électro-optique et courbes théoriques : mesures effectuées dans l'air (courbe rouge) et dans la solution (courbe bleue).

l'analyseur de spectre. Son expression, donnée pour une bande d'analyse de 1 Hz, s'écrit :

$$E_{min} = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2R \cdot 10^{-3 + \frac{P_{min}[dBm]}{10}}}{\Delta f}} \quad (4.17)$$

où d est la distance inter-électrodes (dans notre cas $d = 12$ mm), Δf est la bande d'analyse de l'analyseur de spectre (ici $\Delta f = 10$ Hz) et P_{min}^{air} correspond à la puissance minimale injectée ($P_{min}^{air} = -20,7$ dBm et $P_{min}^{bio} = -33,2$ dBm). Les valeurs de sensibilité obtenues dans l'air et dans la solution biologique sont respectivement de 720 et 170 mV·m⁻¹·Hz^{-1/2}. Nous observons un gain de sensibilité de 14 dB dans la solution biologique. Cette augmentation est liée à une exaltation du champ interne E_{int} au cristal ($\epsilon_r \approx 42$) lorsqu'il est baigné dans le milieu aqueux ($\epsilon_r \approx 77$) soumis à un champ E_{ext} .

$$E_{int} = \frac{2\epsilon_{ext}E_{ext}}{\epsilon_{int} + \epsilon_{ext}} \quad (4.18)$$

La valeur numérique de cette augmentation de sensibilité a été confirmée par des simulations électromagnétiques 3D à l'aide d'un code de calcul développé au laboratoire XLIM, basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [95].

Suite aux mesures de linéarité, nous avons caractérisé la réponse angulaire de la sonde et avons, pour cela, conduit des mesures de sélectivité. Le dispositif d'exposition (cellule TEM + cuve remplie de solution biologique) est disposé sur une platine de rotation. Pour chaque rotation de 10° de la cellule autour de la sonde (restée fixe), la valeur du signal électro-optique est relevée sur l'analyseur de spectre. Comme le montre la figure 4.10.b, la sonde présente une réponse angulaire correspondant à une sinusoïde π -périodique. L'équation générale des ajustements théoriques utilisés est la suivante :

$$P_{out} = \frac{10 \log[(A \sin(\theta - \theta_{min}))^2]}{\log[10]} \quad (4.19)$$

Un très bon accord est trouvé entre les points de mesure et les ajustements théoriques. Les maxima des courbes correspondent à la direction du vecteur sensibilité \vec{K} du cristal de tantalate de lithium. Cette direction est également appelée axe de sensibilité de la sonde électro-optique. Le maximum du signal est ainsi obtenu lorsque le champ électrique et le vecteur sensibilité sont colinéaires, autrement dit lorsque la direction du champ électrique coïncide avec l'axe de sensibilité de la sonde. Les mesures effectuées dans l'air et au sein de la solution biologique

conduisent respectivement à des sélectivités de 20 et 35 dB. Ces valeurs sont limitées par le couplage électromagnétique direct (tracé en pointillé) entre le système de génération du signal (synthétiseur de fréquence + amplificateur radiofréquence) et le système de mesure (banc électro-optique + analyseur de spectre). Ce couplage correspond à un plancher de mesure équivalent à -113 dBm. En utilisant une cage de Faraday, il est théoriquement possible de gagner au moins 20 dB sur chaque valeur de sélectivité. Pour finir, nous observons un gain de 15 dB dans la solution biologique (très proche des 14 dB obtenus pour les mesures de linéarité).

4.4.2.1.2 Caractérisation des effets thermiques

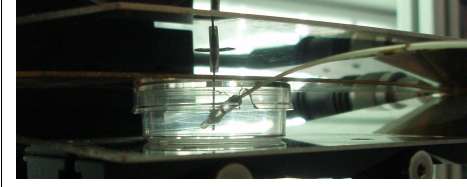


FIGURE 4.11: Système d'exposition utilisé pour la mesure de la température d'une solution biologique exposée à un signal radiofréquence de 1,8 GHz : la sonde Kapteos est insérée horizontalement alors que la sonde Luxtron est immergée verticalement dans la boîte de Pétri au sein du volume d'essai de la cellule TEM.

Ce paragraphe présente les mesures de température effectuées au sein d'une solution biologique soumise à un champ électrique radiofréquence à 1,8 GHz. Le dispositif expérimental reste identique. En revanche, la cuve a été remplacée par une boîte de Pétri insérée horizontalement dans la cellule TEM (photo 4.11). Une comparaison a été menée entre la sonde électro-optique Kapteos et une sonde optique standard basée sur la technologie fluoroptique (dépendance de la décroissance d'un signal fluorescent avec la température), commercialisée par la société Luxtron.

La figure 4.12 représente l'évolution de la température d'une solution biologique exposée à un signal radio-

fréquence. L'exposition a débuté à $t_1 = 300$ s et s'est arrêtée à $t_2 = 2440$ s.

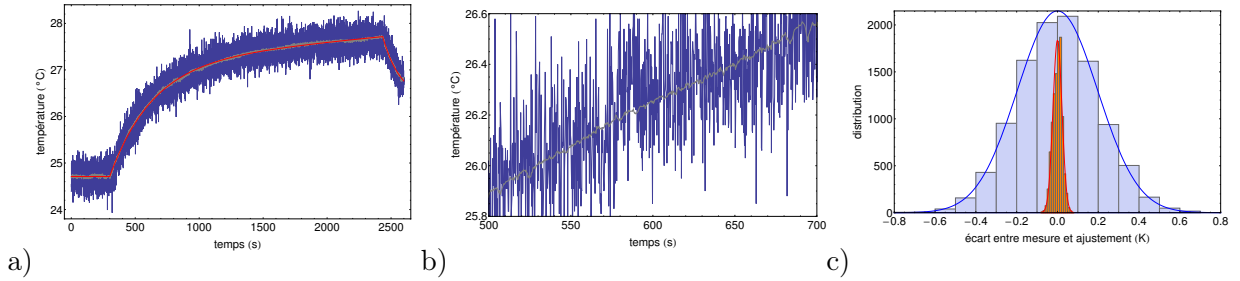


FIGURE 4.12: a) Évolution de la température d'une solution biologique exposée à un signal CW à 1,8 GHz relevée par la sonde Luxtron (courbe bleue) et par la sonde Kapteos (courbe grise). Un ajustement théorique (courbe rouge) est également tracé. b) Zoom du résultat obtenu. c) Écarts entre la mesure et l'ajustement théorique. orange : sonde Kapteos ; bleu : sonde Luxtron.

Les mesures effectuées avec les deux sondes sont en parfait accord. Nous notons cependant une sensibilité fortement accrue dans le cas de la sonde Kapteos. Dans le but de quantifier les sensibilités respectives des deux sondes, nous avons défini un ajustement théorique bâti sur des profils classiques de courbes de thermalisation mono-exponentielles avec ajout d'une dérive linéaire pour tenir compte de l'évolution lente de la température de la pièce. L'expression de l'ajustement utilisé s'écrit sous la forme :

$$T(t) = T_0 + [A_1(1 - e^{-\frac{t-t_1}{\tau_1}}) + a(t - t_1)]H(t - t_1) + [A_2(1 - e^{-\frac{t-t_2}{\tau_2}})]H(t - t_2) \quad (4.20)$$

où H représente la fonction d'Heaviside, t_1 et t_2 sont respectivement les temps de début et de fin de l'exposition micro-onde et $\tau_{1,2}$ sont les constantes de temps de thermalisation du milieu biologique. Le terme $a(t - t_1)$ traduit une lente dérive linéaire de la température ambiante (dans notre cas, elle a été évaluée à 0,95 K/h). Un très bon accord entre les mesures et l'ajustement théorique est ainsi obtenu.

Nous avons également pu extraire la constante de temps de thermalisation du milieu biologique (évalué à $\tau_1 = 333$ s) ainsi que l'amplitude de l'élévation en température A_1 due à la source thermique micro-onde (évaluée à 2,45 K). Une grande différence de sensibilité est également observée. La figure 4.12.b correspond à un agrandissement localisé sur une portion de la courbe précédente et permet de mieux rendre compte de cet écart de sensibilité en température entre les deux sondes. La distribution d'erreur entre ajustement théorique et mesures a également été tracée pour chaque sonde (figure 4.12.c). Nous obtenons une distribution d'erreur prenant la forme d'une gaussienne avec un écart-type moyen de 197 mK pour la sonde Luxtron et de seulement 22 mK pour la sonde Kapteos.

4.4.2.1.3 Évaluation du Débit d'Absorption Spécifique

Les résultats précédents ont démontré la capacité de la sonde électro-optique développée à mesurer distinctement le champ électrique et les variations de la température avec une grande précision. Il s'agit à présent de mettre à profit le caractère simultané de ces mesures pour évaluer le débit d'absorption spécifique d'une solution biologique soumise à un champ électrique radio-fréquence. Ce dernier est considéré comme le paramètre dosimétrique de référence concernant l'exposition du vivant aux rayonnements RadioFréquence (RF). Comme évoqué au cours du premier chapitre, le DAS est relié, d'une part, au champ électrique au sein du milieu biologique exposé et, d'autre part, à la variation de température consécutive à l'exposition :

$$\begin{aligned} DAS_E &= \frac{\sigma E^2}{\rho} \\ DAS_T &= C \frac{\partial T}{\partial t} \end{aligned} \quad (4.21)$$

où ρ , σ et C sont respectivement la masse volumique, la conductivité électrique ainsi que la capacité calorifique massique du milieu biologique. Nous procédons alors à une série de mesures simultanées du champ électrique et des variations de température induites. Le montage expérimental reste inchangé : une boîte de Pétri, contenant une solution biologique dont les caractéristiques diélectriques ont été mentionnées précédemment, est disposée au sein du volume d'essai de la cellule TEM. La solution est exposée à un signal CW à 1,8 GHz. Le champ électrique est déduit du signal électro-optique relevé à l'analyseur de spectre tandis que l'évolution des variations relatives de la température est relevée simultanément à l'aide du logiciel d'acquisition développé sous Labview. Les mesures sont répétées pour quatre puissances incidentes différentes. Les valeurs DAS_E et DAS_T associées sont représentées sur la figure 4.13.

D'un point de vue pratique, les valeurs de DAS_T sont évaluées à partir de la pente à l'origine des courbes représentant l'élévation de température relative à l'exposition RF, afin de s'affranchir des transferts de chaleurs entre le milieu biologique et le milieu ambiant. La figure 4.13 révèle une très bonne concordance des profils de DAS_E et DAS_T . Afin de confronter les résultats issus des deux méthodes de mesure, il est pratique d'introduire le DAS normalisé, défini pour une puissance incidente de 1 W. Ce paramètre correspond à la pente de chacune des courbes expérimentales. À partir des mesures *in situ* du champ électrique, nous avons obtenu un DAS normalisé moyen de $2,44 \pm 0,42 \text{ W} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$. Concernant les mesures de température, nous avons calculé un DAS moyen normalisé de $2,56 \pm 0,12 \text{ W} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$. Les incertitudes associées à ces deux valeurs proviennent principalement des erreurs de positionnement de la sonde au sein du milieu biologique, où le champ électrique est peu homogène à la fréquence de travail (1,8 GHz). Néanmoins, l'écart relatif entre ces deux valeurs n'est que de 5%, traduisant l'aptitude de la sonde électro-optique à réaliser une mesure simultanée du champ électrique et de la variation de température en un même point du milieu biologique.

Dans un second temps, les résultats expérimentaux sont confrontés à ceux d'une simulation électromagnétique tridimensionnelle. Cette dernière est conduite à l'aide du code de calcul évoqué

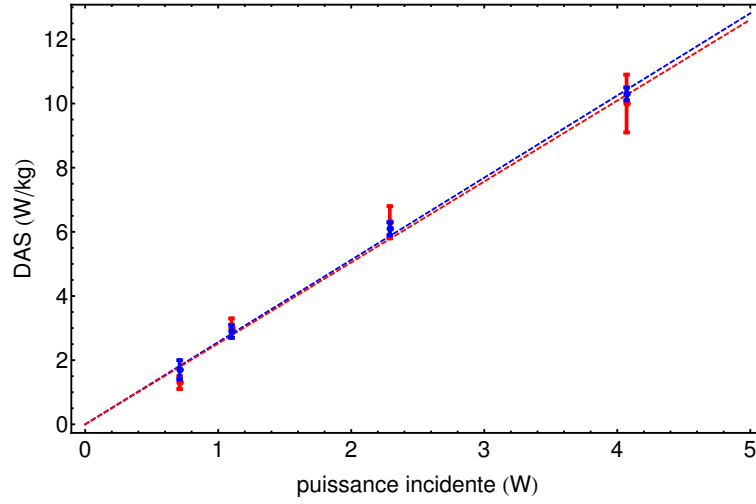


FIGURE 4.13: Profils de DAS_E (en rouge, DAS calculé via la mesure *in situ* du champ électrique) et DAS_T (en bleu, DAS calculé via la variation de température induite par l'exposition) en fonction de la puissance incidente. Les ajustements théoriques associés sont tracés en pointillé [96].

plus haut, basé sur la méthode FDTD. La cartographie du DAS est réalisée à partir des valeurs du champ électrique calculées numériquement. La structure d'analyse est composée de la cellule TEM (dont les parties métalliques sont considérées comme des conducteurs électriques parfaits) et de la boîte de Pétri fabriquée en Plexiglas (dont la permittivité diélectrique est 2,5). Cette dernière est remplie de 3 mL de solution biologique, dont les paramètres diélectriques ont été calqués sur les valeurs expérimentales ($\sigma = 1,86 \text{ S.m}^{-1}$. et $\varepsilon = 76$). La structure est uniformément maillée avec une maille élémentaire de $0,2 \times 0,2 \times 0,2 \text{ mm}^3$. La figure 4.14 présente la distribution du DAS dans le volume occupé par la solution biologique.

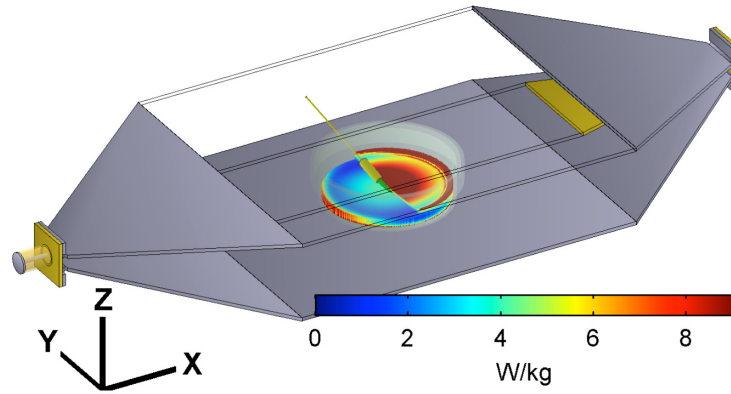


FIGURE 4.14: Cartographie du DAS dans la solution biologique. Pour accéder à la distribution de DAS au sein du cristal, un quart du volume total a été retiré.

Afin de pouvoir effectuer une comparaison avec les valeurs expérimentales, une valeur de DAS normalisé moyen est calculée sur un volume de 20 mm^3 correspondant au cristal électro-optique. Cette dernière vaut $2,65 \pm 2 \text{ W.kg}^{-1}.\text{W}^{-1}$. L'écart type relatif illustre bien l'inhomogénéité du DAS au sein du volume considéré. Nous obtenons néanmoins un bon accord avec les valeurs expérimentales issues de la mesure du champ électrique et des variations de la température. Cette étape de simulation est capitale pour valider les mesures et statuer sur la pertinence de la sonde électro-optique comme outil de dosimétrie expérimentale. **Il s'agit, à notre connaissance, de la première évaluation duale du DAS, basée sur une mesure simultanée du champ**

électrique et des variations de la température, effectuée à l'aide d'un unique capteur diélectrique.

4.4.2.2 Mesures en régime temporel : cas de l'électroporation cellulaire

La seconde étape de nos investigations a consisté à caractériser la sonde électro-optique dans le domaine temporel. Le principal domaine d'application visé est l'électroporation cellulaire. Il s'agit d'un phénomène biophysique qui se traduit par la perméabilisation de la membrane cellulaire sous l'action d'impulsions électriques. Grâce à sa bande passante intrinsèque, la sonde paraît donc être un candidat de choix pour déterminer et contrôler avec précision le profil temporel (forme, amplitude et durée) des impulsions au sein d'une solution biologique. À l'aide d'un montage expérimental dédié aux expérimentations d'électroporation cellulaire, nous avons donc, d'une part, mesuré *in situ* des impulsions kV de quelques nanosecondes, et d'autre part, discriminé les effets de ces impulsions sur la température du milieu biologique exposé.

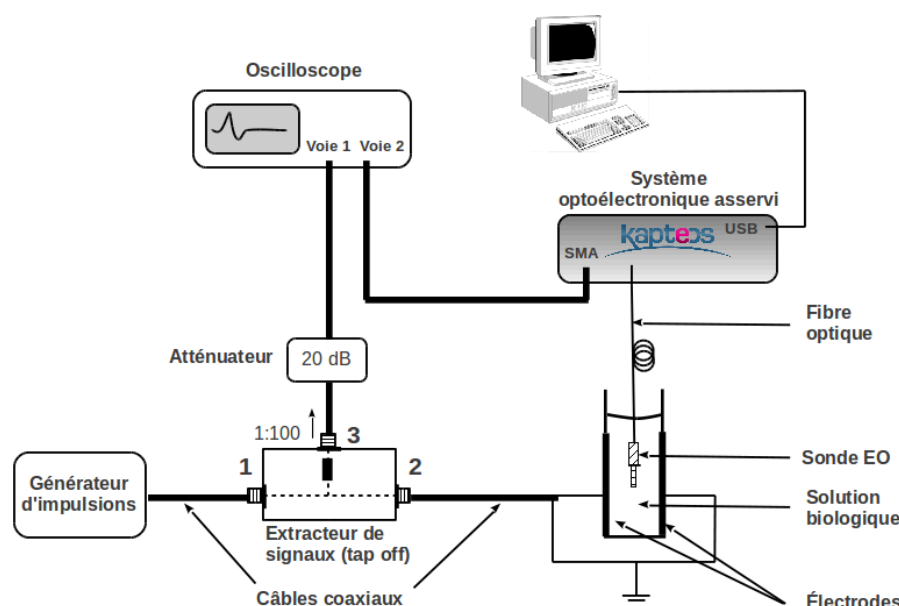


FIGURE 4.15: Montage expérimental utilisé pour la caractérisation de la sonde électro-optique en régime temporel.

La figure 4.15 décrit le montage expérimental utilisé. Deux types d'impulsions sont utilisées, délivrées par deux générateurs dédiés. Le premier générateur est développé par la société FID. Son impédance de sortie est de 50Ω et il permet de produire des impulsions rectangulaires de 10 ns avec des fronts de montée d'une durée de 1 ns. L'amplitude des impulsions est réglable de 4,5 à 10 kV. Le second générateur (Horus HT) a été développé au sein du laboratoire XLIM. Les impulsions sont ici générées par voie optoélectronique (photo-déclenchées par une source laser impulsionnelle). Son impédance de sortie est là encore de 50Ω et il génère des impulsions de profil gaussien d'une durée de 2,6 ns avec des temps de montée de 800 ps. Leur amplitude peut varier jusqu'à 4 kV. Ces différentes impulsions sont envoyées sur un extracteur de signaux (tap-off en anglais). Il s'agit d'un dispositif à trois accès. L'impulsion incidente pénètre dans l'extracteur par l'accès 1. L'impédance entre les accès 1 et 2 est de 4950Ω , permettant ainsi d'extraire un signal dont l'amplitude correspond à 1/100 de l'amplitude de l'impulsion incidente. Ce signal, issu du second accès de l'extracteur, est ensuite visualisé sur la première voie d'un oscilloscope. Un atténuateur de 20 dB est également utilisé afin de ne pas dépasser les niveaux de tensions préconisés pour ne pas endommager l'oscilloscope. L'impédance entre les accès 1 et 3 est de 50Ω . Ce dernier accès permet de véhiculer l'impulsion incidente jusqu'à la cuve d'électroporation via un câble coaxial se terminant par deux électrodes en cuivre. L'applicateur consiste donc en

une cuve dont les caractéristiques dimensionnelles sont les suivantes : sa forme générale correspond à un parallélépipède de $44 \text{ mm} \times 12 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$, la distance inter-électrodes d est de 4 mm et la surface des électrodes en regard S est de $2,52 \text{ cm}^2$ ($2,1 \text{ cm} \times 1,2 \text{ cm}$). Une solution ionique de chlorure de sodium (NaCl) est employée en guise de milieu biologique. Une caractérisation préalable, réalisée à l'aide d'une sonde coaxiale commerciale (Agilent, ref. 85070E), a permis de déterminer les propriétés diélectriques de cette solution (conductivité électrique σ_{sol} et permittivité diélectrique ε_{sol}) qui permettent de produire une impédance caractéristique Z_c de 50Ω à basse fréquence. Nous avons ainsi pu ajuster les valeurs de la conductivité électrique et de la permittivité diélectrique de la solution à des valeurs respectives de $0,31 \text{ S.m}^{-1}$ et 78 à basse fréquence, afin de minimiser au maximum les réflexions des impulsions au niveau de la cuve, dues à la désadaptation d'impédance entre le générateur et la cuve remplie de solution. La sonde électro-optique est insérée verticalement dans la cuve (immersion du cristal, partie transductrice du capteur). La sortie du système de mesure est alors connectée à une seconde voie de l'oscilloscope, permettant la visualisation du signal électro-optique. Les impulsions sont donc mesurées en amont de la cuve d'électroporation, grâce à un extracteur, et directement au sein de la solution, à l'aide de la sonde électro-optique. Les signaux sont visualisés sur un oscilloscope monocoup à mémoire numérique de bande passante de 12 GHz .

4.4.2.2.1 Caractérisation du champ électrique impulsionnel *in situ*

Les deux formes d'impulsions citées précédemment sont étudiées [97]. La figure 4.16 présente les mesures des signaux temporels en amont de la cuve d'électroporation et les mesures *in situ*.

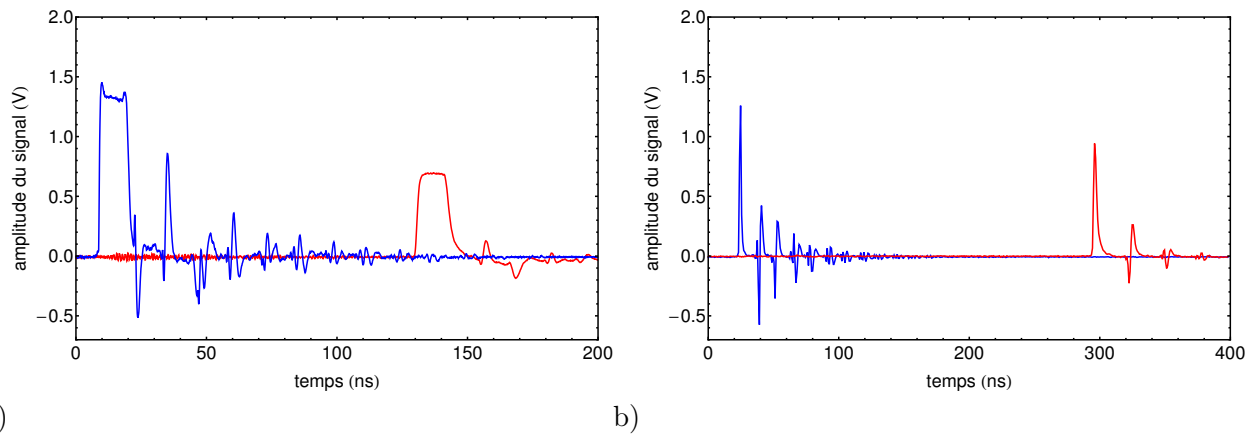


FIGURE 4.16: a) Profils des impulsions nanosecondes rectangulaires, mesurées en amont de la cuve d'électroporation (courbes bleues) et *in situ* par la sonde électro-optique (courbes rouges). b) Profils des impulsions nanosecondes monopolaires, mesurées en amont de la cuve d'électroporation (courbes bleues) et *in situ* par la sonde électro-optique (courbes rouges).

Nous constatons, dans un premier temps, un décalage temporel entre les impulsions mesurées en amont et celles mesurées au sein de la cuve par la sonde électro-optique. Ce décalage provient simplement de la différence de trajet parcourue par les impulsions sur les deux voies de mesure. Les impulsions mesurées en amont ne traversent qu'une seule longueur de câble coaxial supplémentaire (du tap-off à la première voie de l'oscilloscope). Quant aux impulsions mesurées par la sonde électro-optique, elles subissent un retard lié aux temps de parcours des différents trajets parcourus. En effet, elles traversent une longueur supplémentaire de câble coaxial (celui connectant le tap-off aux électrodes cuivrées). Après conversion électro-optique au niveau du cristal, l'onde optique, portant l'information relative à l'amplitude des impulsions à mesurer, traverse une fibre optique (d'une longueur de 5 m dans notre cas) puis un banc optique permettant le traitement de son état de polarisation. Suite à une dernière conversion optoélectronique, opérée

par une photodiode rapide, le signal électrique est ensuite conduit jusqu'à la seconde voie de l'oscilloscope.

Outre le profil temporel des impulsions, nous constatons également, sur chaque voie de mesure de l'oscilloscope, la présence d'"échos", prenant la forme d'impulsions secondaires d'amplitudes décroissantes. Ces "échos" correspondent en réalité à des réflexions parasites au niveau de la cuve d'électroporation et du générateur. En observant les profils des impulsions issues de l'extracteur, nous décelons, la présence d'une impulsion réfléchie à la suite de l'impulsion incidente délivrée par le générateur. L'écart temporel entre ces deux impulsions est de 13 ns. Il correspond au temps d'un trajet aller-retour entre l'extracteur et la cuve. Cette première impulsion réfléchie au niveau de la cuve d'électroporation n'est donc visible que sur le signal issu de l'extracteur. Il est important de signaler que l'impulsion transmise au sein de la solution biologique (mesurée par la sonde électro-optique) résulte de la différence entre les impulsions incidentes et réfléchies. La réflexion des impulsions est liée à un phénomène de désadaptation d'impédance. En effet, lorsque l'impédance caractéristique du générateur (50Ω dans notre cas) est égale à l'impédance de la cuve (remplie de la solution biologique), les coefficients de réflexion en tension sont nuls, correspondant alors à une situation où la transmission de l'impulsion au sein de la solution est complète.

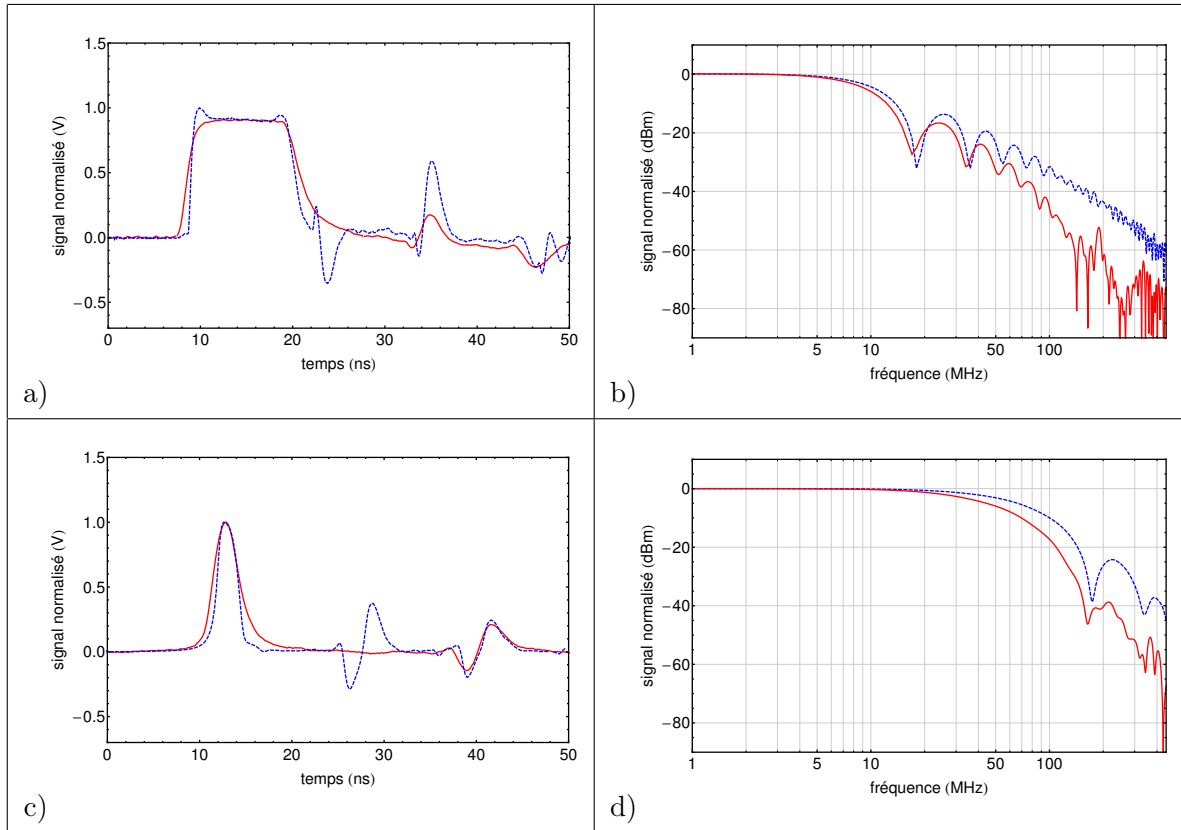


TABLE 4.2: Comparaison de l'amplitude normalisée des impulsions mesurées en amont de la cuve d'électroporation à l'aide de l'extracteur (courbe pointillées bleues) et mesurées *in situ* à l'aide de la sonde électro-optique (courbes pleines rouges). Les mesures ont été réalisées pour les impulsions a) rectangulaires et c) gaussiennes. Leurs spectres fréquentiels respectifs b) et d) sont également tracés.

La cuve d'électroporation a été conçue pour produire une impédance caractéristique de 50Ω jusqu'à 70 MHz [98]. Ainsi, pour des impulsions électriques dont le contenu spectral excède cette valeur, nous assistons à une déformation de leurs fronts de montée, ces derniers correspondant aux composantes hautes fréquences du spectre. C'est précisément ce qui est montré dans le tableau 4.2.

Les effets de la désadaptation d'impédance concernent donc principalement les fronts de montée des impulsions. Nous observons sur les courbes une augmentation des temps de montée et de descente des impulsions mesurées par la sonde électro-optique au sein de la solution biologique. Cette dispersion temporelle des impulsions se répercute sur leurs transformées de Fourier respectives. Une fréquence de coupure plus basse est en effet constatée dans le cas des impulsions mesurées *in situ*, traduisant une dégradation des composantes hautes fréquences. Par ailleurs, les impulsions gaussiennes subissent une perte plus importante de leur contenu spectral que les impulsions rectangulaires. L'impulsion réfléchie au niveau de la cuve est ensuite renvoyée vers le générateur. Une partie est alors absorbée tandis qu'une autre est renvoyée vers la cuve. Ce phénomène de rebond secondaire permet d'expliquer la raison pour laquelle nous dénombrons deux fois plus d'impulsions sur les courbes représentant la mesure en amont de la cuve par rapport aux courbes issues de la mesure *in situ* réalisée par la sonde électro-optique. En effet, outre l'impulsion incidente, la sonde électro-optique n'autorise que la mesure des rebonds secondaires au niveau du générateur. Ils sont également mesurés sur la voie de mesure issue de l'extracteur, en amont. C'est d'ailleurs uniquement sur cette voie que sont mesurées les impulsions réfléchies au niveau de la cuve, ces dernières n'étant pas mesurables par la sonde électro-optique.

Le dispositif expérimental a également permis de caractériser la linéarité de la réponse de la sonde électro-optique en régime impulsionnel. Pour cela, nous avons fait varier la tension appliquée entre les électrodes en cuivre de part et d'autre de la cuve d'électroporation sur une plage de 0 V à 3200 V crête et nous avons enregistré les profils des impulsions mesurées par la sonde électro-optique.

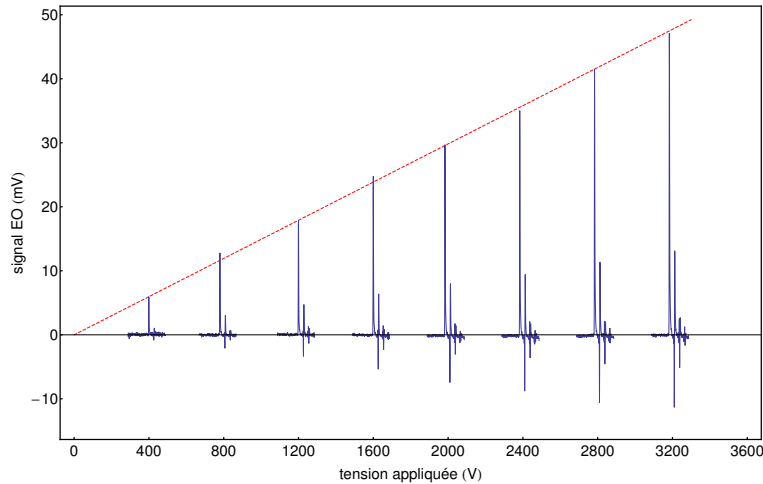


FIGURE 4.17: Linéarité de la réponse électro-optique en régime temporel : impulsions mesurées *in situ* (courbes bleues), ajustement théorique (droite en pointillé rouge).

La figure 4.17 représente cette mesure de linéarité : le signal électro-optique a été relevé pour chaque incrémentation de 400 V de la tension appliquée entre les électrodes. A l'instar de la mesure en régime fréquentiel, la sonde électro-optique présente une excellente linéarité sur la plage d'intérêt. Un coefficient de corrélation R^2 d'une valeur de 0,9993 a d'ailleurs été obtenu. La différence entre l'amplitude des impulsions mesurées et l'ajustement théorique conduit à un écart-type moyen de 0,54 mV. Par ailleurs, l'expression de la sensibilité de la sonde en régime temporel peut s'écrire ainsi :

$$E_{min} = \alpha \frac{V_{EOmin}}{d} \quad (4.22)$$

où d correspond à la distance inter-électrodes, V_{EOmin} est le niveau de bruit moyen du signal électro-optique mesuré et α correspond à la pente de la droite d'ajustement. Cette relation a

permis d'extraire un champ minimum mesurable de $2,663 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}$ dans une bande d'analyse de 12 GHz. Il est nécessaire de préciser que cette sensibilité a été obtenue avec un niveau de bruit correspondant à un signal électro-optique moyenné sur 200 impulsions. En considérant un bruit blanc qui décroît comme la racine carrée du nombre d'impulsions moyennées, il vient alors pour la sensibilité de la sonde en régime temporel : $E_{min} = 343,8 \text{ mV}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. Cette sensibilité est toutefois en léger retrait au regard du résultat attendu (valeur supérieure à celle trouvée en régime fréquentiel). Cela peut s'expliquer par une mauvaise orientation de la sonde, son axe de sensibilité ne coïncidant pas pleinement avec la direction du champ entre les électrodes en cuivre.

4.4.2.2 Caractérisation de l'élévation de température induite par les nanopulses

La sonde électro-optique a montré ses aptitudes à mesurer des impulsions kilovolts de quelques nanosecondes au sein d'un milieu biologique. Nous l'avons également employée pour discriminer les effets thermiques de ces impulsions sur ce même milieu. Le dispositif expérimental reste identique. Afin d'obtenir un effet thermique notable, 10 000 impulsions ont été générées et envoyées au sein de la solution biologique. Avec une fréquence de répétition de 10 kHz, le temps d'exposition du milieu aux impulsions nanosecondes est donc de 10 s. La sonde, positionnée *in situ*, a ainsi pu permettre de relever l'évolution de la température de la solution avant, pendant et après l'exposition. La figure 4.18 décrit cette évolution.

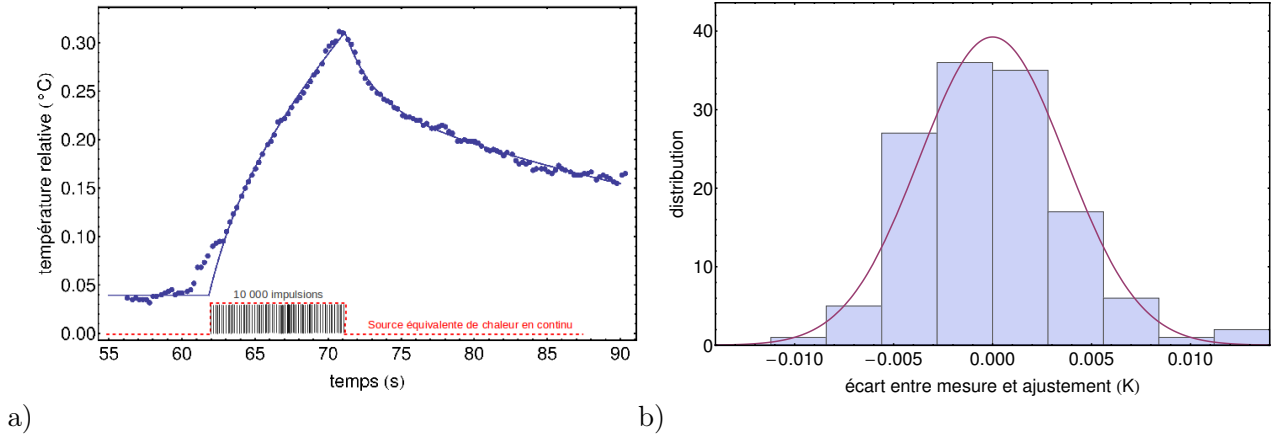


FIGURE 4.18: a) Évolution de la température d'une solution biologique exposée à 10 000 impulsions kiloVolts. b) Écarts entre la mesure et l'ajustement théorique.

Dans le souci d'établir un modèle thermique d'ajustement cohérent, nous avons fait deux hypothèses. Nous avons considéré dans un premier temps que l'air ambiant jouait le rôle de thermostat pour la solution biologique et que cette dernière jouait le même rôle vis-à-vis du cristal électro-optique. Nous avons également considéré que les 10 000 impulsions agissaient comme une source de chaleur continue sur la fenêtre temporelle d'exposition de 10 s. L'équation de l'ajustement théorique a été obtenu en résolvant le système d'équations différentielles suivantes :

$$\begin{cases} C_b T_b'(t) = -\lambda_b(T_b(t) - T_e) + P_b \\ C_c T_c'(t) = -\lambda_c(T_c(t) - T_b(t)) + P_c \end{cases} \quad (4.23)$$

Ces équations régissent respectivement l'évolution de température au sein de la solution biologique et dans le cristal. Leur résolution conduit, dans le cas du cristal, à un ajustement théorique

se subdivisant en trois parties : avant, pendant et après l'exposition :

$$T_c = \begin{cases} T_e & t < t_1 \\ T_e + B + C + e^{\frac{-t+t_1}{\tau_b}} B\alpha_2 + e^{\frac{-t+t_2}{\tau_b}} (B\alpha_1 - C) & t_1 < t < t_2 \\ T_e + (B\alpha_1 - C) e^{\frac{-t}{\tau_c}} [e^{t_1} + e^{t_2}] + B\alpha_2 e^{\frac{-t}{\tau_b}} [e^{t_2} - e^{t_1}] & t > t_2 \end{cases} \quad (4.24)$$

avec :

$$\begin{cases} B = \frac{P_b \tau_b}{C_b} \\ C = \frac{P_c \tau_c}{C_c} \\ \alpha_1 = \frac{\tau_c}{\tau_b - \tau_c} \\ \alpha_2 = \frac{\tau_b}{\tau_b - \tau_c} \end{cases} \quad (4.25)$$

où C_i , τ_i et P_i correspondent respectivement à la capacité calorifique, la constante de temps de thermalisation et la puissance reçue par le milieu i . Un très bon accord entre ajustement théorique et mesures est observé. La distribution d'erreurs entre l'ajustement théorique et la mesure a été tracée (cf figure 4.18.b) et nous obtenons une gaussienne avec un écart-type moyen de seulement 3,6 mK.

Par ailleurs, nous avons pu extraire, à partir du modèle, les constantes de temps de thermalisation du cristal τ_c et de la solution biologique τ_b , respectivement établies à 1,8 s et 33 s. Ces deux valeurs mettent en lumière la capacité de la sonde à pouvoir suivre l'évolution de la température dans le milieu biologique. La réduction du temps de réponse de la sonde passe d'ailleurs par la réduction des dimensions du cristal, afin de permettre une thermalisation plus rapide de ce dernier.

4.4.3 Développement d'un capteur électro-optique de champ magnétique en IRM

4.4.3.1 Contexte des travaux et principe des transducteurs

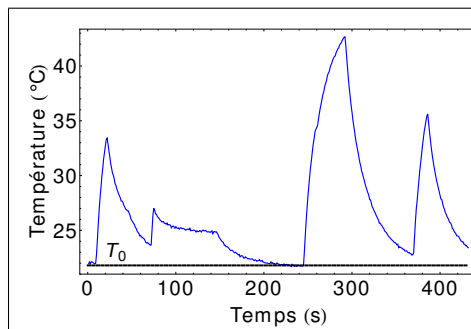


FIGURE 4.19: Exemple de variations de température au proche voisinage d'un capteur endoluminal à connexion galvanique, lors d'une séquence IRM médicale (3 Tesla). Mesure effectuée au moyen d'une sonde de température OpSens® apposée sur le capteur.

La mesure de signaux en Imagerie par Résonance Magnétique (IRM⁷), au moyen des capteurs endoluminaux⁸, permet d'augmenter la résolution spatiale des images afin d'explorer des zones intestinales non visibles par les techniques d'IRM classiques. Cet apport est lié à une augmentation très significative du rapport signal sur bruit comparé aux bobines externes utilisées en routine clinique [99]. Les tissus au voisinage du capteur peuvent alors être visualisés avec une résolution d'une centaine de micromètres. Toutefois, le développement prometteur des capteurs endoluminaux a été compromis par des aspects liés à la sécurité du patient en raison des échauffements localisés induits principalement par le câble reliant le capteur au système d'imagerie [100–102]. La figure 4.19 illustre ce phénomène d'élévation de température induite au sein d'un appareil IRM médical.

7. Nous rappelons que l'IRM est basée sur la mesure du champ magnétique dynamique associé au retour à l'équilibre de protons baignant dans un champ magnétique statique et excités par une onde radiofréquence.

8. Le terme médical "endoluminal" désigne, en médecine, l'intérieur d'un canal du corps humain

Cette section porte sur le développement d'un micro-capteur endoscopique, sans connexion galvanique filaire avec système d'imagerie, mais utilisant une liaison en optique fibrée afin de garantir la sécurité des patients examinés. La miniaturisation du capteur sera réalisée en intégrant l'antenne IRM et son électronique associée mais aussi en réalisant une conversion EO en optique intégrée. Les fonctions à assurer par le capteur sont :

- la transmission par optique fibrée sans dégradation du signal,
- une conversion EO puis opto-électronique pour transférer le signal au système d'imagerie via une porteuse optique,
- le contrôle optique du découplage⁹.

La liaison optique permettant de s'affranchir des problèmes de sécurité du patient ne sera pas fondée sur la modulation directe comme dans la plupart des travaux publiés [103–105], avec une diode laser incluse dans le capteur¹⁰. Nous travaillerons ici avec une modulation externe afin non seulement de conduire à une miniaturisation plus poussée du démonstrateur de sonde endoluminale mais également afin de pouvoir réduire les sources de bruit. La modulation externe sera réalisée par un cristal électro-optique (cristal massif de LiTaO_3 puis guide d'onde optique $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$) en configuration de modulation d'état de polarisation. Le modulateur assurant la conversion EO sera complètement diélectrique et directement intégré à la sonde.

Ces travaux sont le fruit d'une collaboration entre l'IMEP-LAHC, Kapteos S.A.S. et l'équipe "méthodes et systèmes en RMN et optique" du laboratoire CREATIS (UCBL, Lyon), ainsi que d'un co-encadrement doctoral (Reina Ayde).

4.4.3.2 Réalisations expérimentales

La preuve de concept a été validée grâce à l'expérience présentée sur la figure 4.20, et a ainsi démontré la conversion du champ magnétique en un signal électrique exploitable pour une modulation EO.

Une boucle circulaire constitue l'émetteur de champ magnétique large bande. Cet émetteur est alimenté par un synthétiseur RF fournissant un signal de fréquence 127 MHz et une puissance variant entre -60 dBm et 14 dBm. Cette puissance électrique est transformée en champ magnétique par l'émetteur. Le capteur est constitué d'une antenne résonante RMN de base à connexion galvanique¹¹ ; il est adapté à 50 Ω pour une fréquence de 127 MHz. Ce capteur, placé devant la boucle émettrice radiofréquence, convertit le champ magnétique en une différence de potentiel ($e = -\frac{d\phi}{dt}$ avec ϕ le flux magnétique). Cette dernière est appliquée sur les faces opposées d'un cristal EO (LiTaO_3) à l'aide de deux électrodes en cuivre, induisant un champ selon l'axe Z du cristal. Une diode laser ($\lambda=1,55 \mu\text{m}$) délivre l'onde optique sondant le cristal EO. L'état de polarisation du faisceau, modulée en fonction du champ appliqué au cristal, est traité de manière à obtenir une variation linéaire de l'intensité optique relativement au champ électrique (avec le doublet lame quart d'onde/polariseur). Cette modulation est convertie en un signal électrique à l'aide d'une photodiode amplifiée et le signal

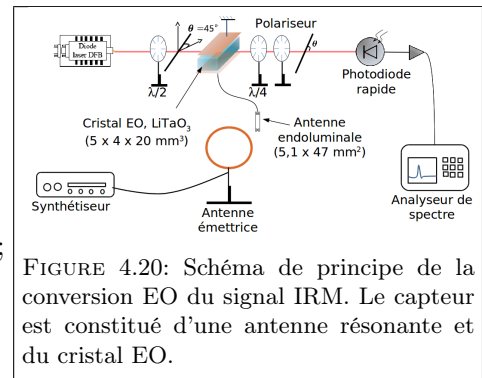


FIGURE 4.20: Schéma de principe de la conversion EO du signal IRM. Le capteur est constitué d'une antenne résonante et du cristal EO.

9. L'antenne doit être adaptée pour la mesure des signaux RMN mais désadaptée pendant l'excitation des protons. Elle doit donc présenter une variation importante de la fréquence de résonance entre deux impulsions du signal IRM.

10. En modulation directe, le signal RMN reçu par le dipôle magnétique est amplifié puis module directement le courant de polarisation d'une diode laser placée à l'intérieur du capteur. Ce signal est transmis par fibre optique et converti de nouveau en signal électrique afin d'être traité par le système d'acquisition de l'imageur.

11. Cette antenne, développée au sein du laboratoire Créatis de l'UCBL à Lyon, a déjà démontré ses performances en terme de rapport signal sur bruit et de résolution spatiale, lors de sa caractérisation dans un appareil IRM médical 3 Tesla.

est finalement visualisé sur un analyseur de spectre. La réponse du dispositif est présentée en figure 4.21.

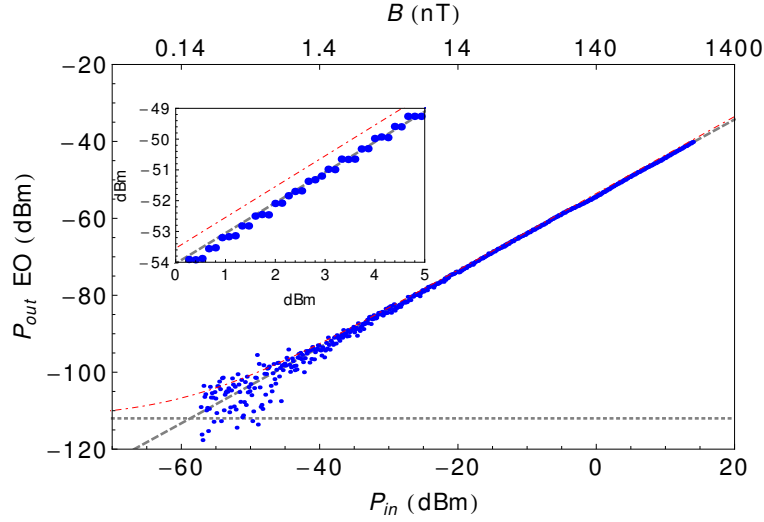


FIGURE 4.21: Linéarité de la réponse du capteur antenne RMN/cristal EO au champ magnétique. Bleu : points de mesure ; rouge : courbe théorique sans paramètre d'ajustement ; tirets gris : ajustement linéaire de la mesure ; pointillé : niveau de bruit. La fréquence centrale est 127 MHz et la bande d'analyse est de 100 Hz.

Le résultat démontre une linéarité de mesure sur plus de 50 dB. De plus, l'écart quadratique moyen entre les données expérimentales et l'ajustement linéaire est de 2,1 dB sur toute la gamme de champ magnétique. Cette dernière valeur descend à 0,2 dB pour un signal d'émission compris entre -26 dBm et 14 dBm. Le champ minimal détectable B_{min} est ici de 176 pT. Enfin, bien que le nombre de transductions soit conséquent, les mesures restent fidèles aux attentes théoriques puisque l'ajustement linéaire (en tirets gris sur la figure 4.21) diffère de moins de 1 dB relativement à la réponse théorique sans paramètre d'ajustement (en pointillé rouge sur la figure 4.21). Cette dernière prend la forme suivante :

$$P_{out[dBm]} = 10 \log_{10} \left(10^{\frac{Noise[dBm]}{10}} + 10^3 \alpha_B B^2 \right) \quad (4.26)$$

Cette équation, reliant la puissance électrique récupérée en fonction du champ magnétique à mesurer, fait intervenir deux paramètres $Noise$ et α_B . Les contributions à $Noise$ ont pour origine le bruit relatif en intensité (RIN) du laser, le bruit de grenaille de la photodiode ainsi le bruit Johnson-Nyquist de l'électronique de la photodiode, de l'amplification et de l'outil de visualisation (ici, un analyseur de spectre). Une analyse de ces différentes contributions, dans le cadre d'une conversion EO, est disponible en référence [17] et [106]. C'est en général, le bruit de l'instrument de visualisation qui prédomine et qui limite le champ minimal mesurable. Dans l'exemple de la figure 4.21, le bruit de l'analyseur est de -112 dBm pour une bande d'analyse de 100 Hz à la fréquence centrale de 127 MHz. Concernant le paramètre α_B , exprimé en $W \cdot T^{-2}$, sa description analytique exhaustive est disponible en référence [107]. Ce facteur détermine la sensibilité de mesure au champ magnétique et son expression simplifiée prend la forme :

$$\alpha_B \propto 10^{\frac{G+\beta_{ant}}{10}} \left(\frac{\pi |\vec{\Delta K}_{x-cut,E_z}| L_{cryst} \eta P_{opt}}{\lambda_{opt} d} \right)^2 \quad (4.27)$$

Cette équation fait intervenir :

- le facteur de conversion de l'antenne endoluminale β_{ant} (lui-même dépendant de son impédance à la fréquence d'intérêt), exprimé en [dB] ;
- le vecteur sensibilité du cristal $|\vec{\Delta K}_{x-cut,E_z}|$, exprimé en [m/V] ;

- la dimension longitudinale du cristal (vue par l'onde optique) L_{cryst} , exprimée en [m] ;
- la dimension transverse du cristal, sur laquelle sont reportées les électrodes d , exprimée en [m] ;
- la longueur d'onde λ_{opt} et la puissance optique du laser sonde P_{opt} , exprimés en [m] et en [W], respectivement ;
- le rendement externe de la photodiode rapide η , exprimé en [A/W] ;
- l'éventuel étage d'amplification de gain G , exprimé en [dB].

La valeur expérimentale de α_B est de $5,9 \times 10^4 \text{ W} \cdot \text{T}^{-2}$. Cette valeur est très proche de la valeur attendue et la différence entre la réponse mesurée et la réponse théorique est inférieure à 1 dB (encart de la figure 4.21). La réponse de ce couple antenne/cristal EO, sondée par voie optique, a été comparée à celle de l'antenne endoluminale seule, connectée galvaniquement. On peut déduire de cette comparaison un facteur de conversion β_{EO} , introduit par la transduction EO elle-même. La valeur expérimentale de ce facteur reste très proche de la théorie mais n'est que $\beta_{EO} = -35 \text{ dB}$. En d'autres termes, le signal de sortie (en tension), ne représenterait que 1,8 % du signal délivré usuellement par l'antenne à la console IRM.

Bien que le résultat précédent ait permis de valider la preuve de concept du déport EO de l'antenne résonnante, la sensibilité de mesure reste très inférieure à l'antenne seule. Dans le but d'améliorer la réponse issue de la transduction EO, intéressons nous aux paramètres d'influence de α_B . Plus particulièrement, le champ électrique issu de l'antenne endoluminale est inversement proportionnel à la distance d . Ainsi, une diminution de cette dimension transverse d induira à la fois une réduction de la taille du transducteur (donc une intégration plus aisée), et une augmentation de sensibilité au champ magnétique.

Le cristal précédent, dont la dimension transverse est de 4 mm, est remplacé par un guide d'onde inscrit sur niobate de lithium par diffusion titane¹². Ce guide est entouré par des électrodes distantes de $d = 18 \mu\text{m}$. Cette distance assure d'une part l'augmentation de champ électrique et d'autre part une bonne homogénéité de ce champ, en module et en orientation, au sein du guide d'onde. Un schéma de la puce et une simulation de la distribution spatiale transverse du champ électrique sont proposés en figure 4.22.

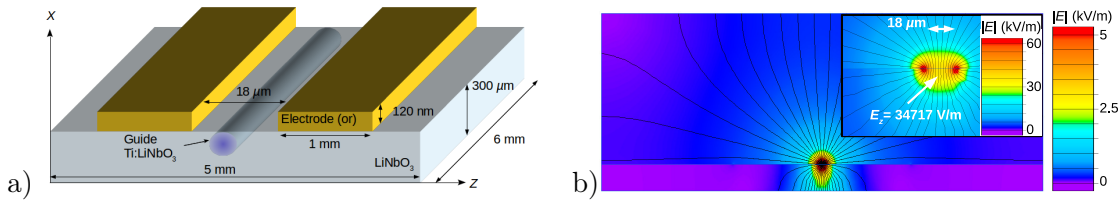


FIGURE 4.22: a) Schéma de la puce intégrant le guide optique Ti:LiNbO₃. b) Simulation FDTD du champ électrique induit par une différence de potentiel de 1 V entre les électrodes. Les lignes équipotentiellles sont indiquées en noir et le module du champ correspond aux couleurs. L'encart propose un zoom autour du guide d'onde optique.

Une différence de potentiel de 1 V appliqué sur les électrodes induit un champ électrique dépassant 30 kV/m au niveau du guide alors qu'il ne serait que de 250 V/m dans la configuration initiale avec un cristal massif. Néanmoins, la capacité électrique associée à ces électrodes n'est plus négligeable et désadapte l'antenne. En effet, cette impédance additionnelle décale la résonance vers les basses fréquences et a dû être compensée au sein même de l'antenne. L'influence de cette capacité parasite ainsi que le processus de réadaptation sont précisés en référence [108].

Le banc de mesure assurant la caractérisation de l'antenne couplée au guide est similaire à celui présenté en figure 4.20. Cependant, l'onde optique est ici véhiculée par fibre jusqu'au guide, simulant ainsi le capteur final. La linéarité du capteur est mesurée en faisant varier le champ

12. Ce type de guide d'onde EO bénéficie d'une très bonne maturité technologique. Par ailleurs, le partenariat avec le laboratoire FEMTO-ST de Besançon (N. Bodin-Courjal) a permis de tester un grand nombre de puces et d'optimiser la distance de séparation entre les électrodes.

magnétique grâce à une antenne non résonnante. Cette antenne d'émission est conçue pour délivrer un champ homogène sur la surface de l'antenne endoluminale. La réponse du capteur est présentée en figure 4.23.

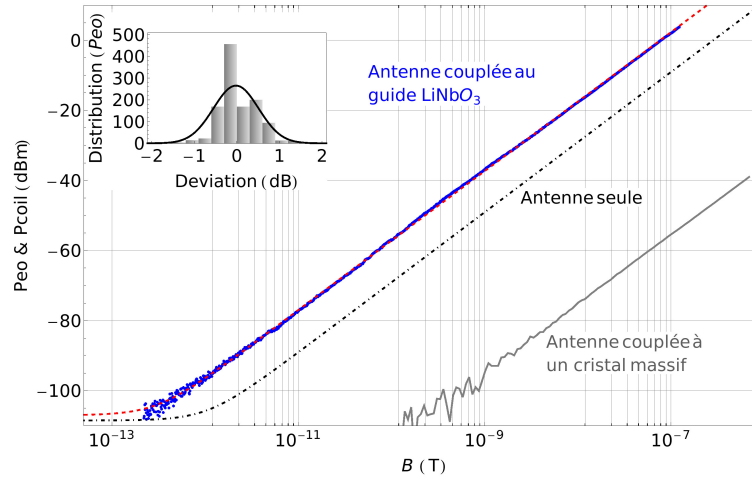


FIGURE 4.23: Réponse du capteur antenne RMN/guide LiNbO₃ en fonction du champ magnétique ($f = 128$ MHz, bande d'analyse $RBW = 30$ Hz). Bleu : points de mesure ; rouge : ajustement théorique ; gris : mesure préliminaire avec un cristal massif de LiTaO₃ (dimension transverse 4 mm) ; pointillé noir : réponse de l'antenne seule (avec sa connexion galvanique et chargée sur 50 Ω). L'encart présente la distribution d'erreur relativement à la courbe d'ajustement

L'utilisation de ce guide d'onde a permis d'augmenter la sensibilité de mesure. La valeur de α_B , associée à la réponse du capteur est ici $1,27 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{T}^{-2}$. Cette dernière valeur permet de déterminer un facteur d'antenne $\sqrt{\alpha_B R}$, qui atteint $2,5 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{T}^{-1}$ pour une résistance de charge $R = 50 \Omega$. Le champ minimal dans la configuration de mesure est $B_{min} = 0,3 \text{ pT}$, pour une bande d'analyse de 30 Hz conduisant à $B_{min} = 56 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. La linéarité de mesure est assurée sur plus de 100 dB. **La réponse du transducteur a été augmentée de 57 dB, sans amplification additionnelle, comparativement à la première chaîne de mesure incluant un cristal massif millimétrique.** Enfin, les signaux obtenus avec cette transduction EO sont comparés à ceux délivrés par l'antenne seule avec sa connexion galvanique (figure 4.23). Un gain de plus de 10 dB est observé.

Les développements en cours portent sur la réalisation d'un capteur utilisable en environnement médical, au sein d'un système IRM 3 Tesla. La mesure sera automatisée grâce à un instrument eoSense de la société Kapteos. Les premières images RMN devraient être obtenues dans le courant de l'année 2014.

4.4.4 Capteur à modulation d'amplitude optique par cavité électro-optique

L'utilisation de cavité EO présente trois principaux avantages comparativement à la modulation d'état de polarisation :

- La cavité induit une modulation d'amplitude de l'onde optique, qui ne nécessite pas de traitement supplémentaire pour récupérer le signal utile. La récupération de ce signal est assurée par une unique photodiode assurant la conversion optoélectronique.
- La sensibilité de mesure est proportionnelle à la longueur effective L_{eff} du cristal, vu par l'onde optique. Dans le cas d'une cavité optique, L_{eff} est proportionnelle au produit FL_{crist} , F étant la finesse de la cavité¹³ et L_{crist} la longueur réelle du cristal. Ainsi, pour

13. La finesse d'une cavité est d'autant plus grande que les coefficients de réflexion R des miroirs constituant la

une sensibilité donnée (à L_{eff} fixée), la dimension longitudinale de la cavité sera d'autant plus petite que sa finesse sera grande.

- Depuis la source optique jusqu'à la conversion finale, la polarisation de l'onde optique est véhiculée sur un unique axe propre. Un capteur fibré peut alors être déporté sur de très longues distances sans que la modulation soit affectée par la dispersion de polarisation.

Pour tirer profit de ces avantages, des cavités EO, basées sur des cristaux organiques en couche mince et inorganiques massifs, ont été étudiées [109, 110]. Bien que ces structures aient permis d'atteindre des sensibilités de l'ordre de la dizaine de mV/m, il subsistait une réelle difficulté à réaliser un capteur millimétrique, fibré et déporté, tout en gardant la stabilité de cavité. En effet, cette stabilité est assurée par un confinement longitudinal et transverse de l'onde optique, lui-même obtenu grâce à une géométrie adaptée des miroirs et à une mise en forme faisceau optique entrant dans la cavité. Pour alléger ces contraintes, l'étude présentée ici propose d'utiliser un guide d'onde inscrit sur niobate de lithium pour confiner le faisceau latéralement. Un miroir de Bragg est déposé sur la face d'entrée du guide (il sera donc situé entre le guide EO et la fibre de déport). Ce miroir est assez fin (très petit devant la longueur de Rayleigh en sortie de fibre) pour coupler le guide à une fibre optique qui véhiculera le signal utile. Enfin, un miroir est reporté sur la face arrière pour obtenir la cavité. Une analyse théorique est initialement présentée ; elle est suivie par l'analyse des réalisations expérimentales menées dans la cadre de la thèse d' A. Warzecha.

4.4.4.1 Analyse théorique préliminaire

4.4.4.1.1 Cavité Fabry-Pérot

Le capteur étant basé sur un guide d'onde, nous ne traiterons ici que le cas des modes longitudinaux et ce, pour une incidence normale. Dans cette configuration, l'expression de la transmission d'un interféromètre de Fabry-Pérot s'écrit :

$$T_{FP} = \frac{T^2}{(1 - Re^{-2\alpha L})^2 + 4Re^{-2\alpha L} \sin^2(kL)} \quad (4.28)$$

Dans l'équation précédente, L est la longueur optique de la cavité, α représente les pertes linéiques (en np/m) du matériaux intra-cavité et k est le module du vecteur d'onde optique. T et R sont, respectivement, les coefficients transmission et de réflexion en intensité.

L'équation précédente peut s'écrire sous la forme :

$$T_{FP} = A \frac{1}{1 + m \sin^2(kL)} \quad (4.29)$$

avec $A = \frac{T^2}{(1 - Re^{-2\alpha L})^2}$, $m = \frac{4Re^{-2\alpha L}}{(1 - Re^{-2\alpha L})^2}$ et $k = \frac{2\pi f n_{opt}}{c}$. Pour une cavité sans perte, on obtient $A = 1$, $m = \frac{4R}{(1-R)^2}$.

Une représentation graphique de la réponse en intensité de la cavité est proposée en figure 4.24.

structure résonnante s'approche de 1. Elle s'exprime de la manière suivante pour une cavité sans perte $F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$.

On obtient une transmission maximale de la cavité T_{FPmax} quand $\sin^2(kL) = 0$, soit pour $kL = p\pi$ avec $p \in \mathbb{Z}$. L'accord de phase entre les différentes ondes présentes dans l'interféromètre est ainsi logiquement obtenu quand la longueur optique de cavité est égale à un nombre entier de demi longueur d'onde. La phase résultante est alors nulle. Si $kL = \pi/2 + p\pi$, il y a opposition de phase entre deux ondes successives et l'intensité résultante est minimale. Cette intensité s'écrit alors $(\frac{R-1}{R+1})^2$.

On définit l'intervalle spectral libre ISL comme la séparation en fréquence entre deux maxima consécutifs de la réponse de la cavité.

$$ISL = \frac{c}{2n_{opt}L} \quad (4.30)$$

Pour calculer la largeur à mi-hauteur Δf des pics de transmission, on prend $T_{FP} = \frac{T_{FPmax}}{2} = \frac{A}{2}$ et on obtient :

$$\Delta f = \frac{c}{2n_{opt}L\pi} \frac{(1 - Re^{-2\alpha L})}{e^{-\alpha L}\sqrt{R}} \quad (4.31)$$

Nous pouvons finalement définir la finesse F de l'interféromètre¹⁴ comme le rapport entre l'intervalle spectral libre ISL et la largeur à mi-hauteur des pics de transmission Δf :

$$F = \frac{ISL}{\Delta f} = \frac{\pi\sqrt{R}e^{-\alpha L}}{1 - Re^{-2\alpha L}} \quad (4.32)$$

Nous proposons en figure 4.25 une illustration de l'influence du coefficient de réflexion des miroirs et des pertes linéiques intracavité sur la finesse de la cavité. Les valeurs numériques correspondent au cas d'un capteur basé sur une cavité Fabry-Pérot millimétrique et nous considérons une longueur de cavité $L = 1$ mm. Les pertes sont ici converties en dB/cm de la manière suivante : $\alpha_{np/m} = 100 \frac{1}{10 \log_{10}(e)} \alpha_{dB/cm}$.

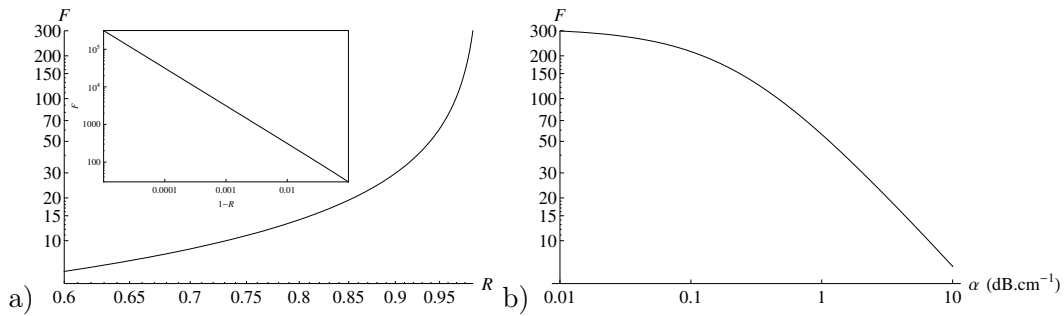


FIGURE 4.25: a) Finesse F de la cavité sans perte en fonction de R . L'encart montre le comportement de la finesse en fonction de $(1 - R)$ pour des coefficients de réflexion proche de 1 (échelle log-log). b) Finesse F de la cavité en fonction des pertes linéiques exprimées ici en dB/cm, pour $R = 0,99$ (échelle log-log).

On remarque que si R a naturellement une influence décisive sur la finesse de cavité, les pertes linéiques influent tout autant. Des pertes de l'ordre du dB/cm diminuent d'un facteur 10 la finesse et ce pour une cavité de dimension longitudinale aussi petite que 1 mm. À ces pertes,

14. La finesse peut également s'écrire en fonction des phases : $F = \frac{\pi}{\Delta\varphi_{1/2}}$ avec $\varphi_{1/2}$ la largeur de variation de phase à mi-hauteur. Cette expression est utile dans l'aspect analytique mais n'est pas directement exploitable expérimentalement.

il faudra ajouter les pertes de couplage cavité-miroir dans le cadre de cette étude. Ces pertes d'insertion sont assimilables à des pertes induites à chaque réflexion sur les miroirs (exprimées en dB). La prise en compte de ces pertes sera déterminante dans l'analyse des cavités réalisées.

4.4.4.1.2 Cavité électro-optique

L'introduction d'un matériau électro-optique au sein de la cavité lui confère des propriétés non-linéaires : toute modulation d'indice du matériau induite par un champ électrique va modifier la réponse spectrale de la cavité. Cette dépendance avec le champ électrique s'exprime simplement grâce aux équations 4.29 et 4.2 :

$$\begin{aligned} T_{FP} &= A \frac{1}{1 + m \sin^2\left(\frac{2\pi f n_{\pm}(\vec{E})L}{c}\right)} \\ &= A \frac{1}{1 + m \sin^2\left(\frac{2\pi f (n_{\pm}(\vec{E}=\vec{0}) + \vec{K} \cdot \vec{E})L}{c}\right)} \end{aligned} \quad (4.33)$$

On peut finalement écrire la transmission de la manière suivante :

$$T_{FP} = A \frac{1}{1 + m \sin^2(\varphi_0 + \Delta\varphi)} \quad (4.34)$$

avec $\varphi_0 = \frac{2\pi f_0 n_{\pm}(\vec{E}=\vec{0})L}{c}$ et $\Delta\varphi = \frac{2\pi f_0 \vec{K} \cdot \vec{E}L}{c}$.

Cette grandeur $\Delta\varphi$ sera essentielle dans la suite de cette section, puisque c'est cette variable qui confère à la cavité son caractère électro-optique. Elle permet en particulier de faire le lien entre les déphasages calculés par la suite et le champ électrique correspondant, pour un cristal donné.

Cette dépendance linéaire de la variation d'indice au champ électrique va finalement induire un décalage des pics de transmission. En choisissant la longueur d'onde λ_w de fonctionnement appropriée sur le flanc d'un pic au point d'inflexion (définie par une valeur particulière du déphasage φ_0 que l'on notera φ_w), on pourra ainsi directement moduler l'intensité optique transmise. Cette modulation sera l'image du champ électrique. La longueur d'onde de fonctionnement correspond au point d'inflexion de la réponse en transmission de la cavité. Elle doit donc annuler la dérivée seconde de T_{FP} et maximiser sa dérivée première. Elle offrira un maximum de sensibilité ainsi que la plus grande linéarité de mesure. La figure 4.26 présente la réponse spectrale de la cavité, le module de sa dérivée première normalisée et le module de sa dérivée seconde, également normalisée.

Les formes analytiques des dérivées première et seconde de la réponse de la cavité sont les suivantes :

$$\frac{\partial T_{FP}}{\partial \varphi} = -\frac{2Am \cos(\varphi) \sin(\varphi)}{(m \sin^2(\varphi) + 1)^2} \quad (4.35)$$

$$\frac{\partial^2 T_{FP}}{\partial \varphi^2} = -\frac{Am(2(m+2) \cos(2\varphi) + m(\cos(4\varphi) - 3))}{2(m \sin^2(\varphi) + 1)^3} \quad (4.36)$$

avec $\varphi = kL$ et A et m définis précédemment.

Recherchons maintenant ce déphasage initial φ_w . Nous déterminerons également l'intensité transmise correspondante qui sera essentielle d'un point de vue expérimental puisque directement

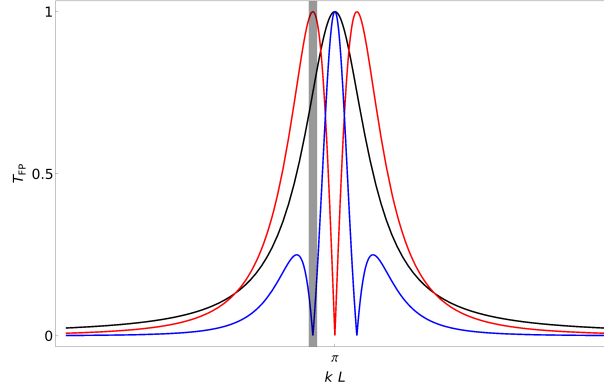


FIGURE 4.26: Transmission normalisée en intensité d'une cavité Fabry-Pérot (en noir) pour $R = 0.8$, dérivées première et seconde normalisées (en rouge et bleu respectivement). La zone grisée indique le point de fonctionnement optimal de la cavité EO.

accessible. En annulant le numérateur de l'équation 4.36 on trouve ce point de fonctionnement φ_w ¹⁵ :

$$\varphi_w = -\cos^{-1} \left(\sqrt{\frac{\sqrt{9m^2 + 4m + 4}}{4m}} - \frac{1}{2m} + \frac{1}{4} \right) \quad (4.37)$$

Ceci donne une transmission normalisée au maximum de transmission :

$$\frac{T_{FP}(\varphi_w)}{A} = \frac{1}{1 + m \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2m} - \frac{\sqrt{9m^2 + 4m + 4}}{4m} \right)} = \frac{2\pi^2}{6F^2 - \sqrt{36F^4 + 4\pi^2 F^2 + \pi^4} + 3\pi^2} \quad (4.38)$$

Cette dernière expression tend vers $3/4$ dans la limite des hautes finesse.

Le calcul précédent montre qu'à partir d'une finesse de 5, on peut estimer le point de fonctionnement à $3/4$ du maximum de transmission en faisant une erreur inférieure à 1%. Le point de fonctionnement est fixé au maximum de linéarité, nous allons maintenant déterminer la réponse non-linéaire $T_{FP,EO}(F, \Delta\varphi)$ de la cavité. La forme analytique de l'intensité transmise, en tenant compte des propriétés non linéaires d'un cristal remplissant la cavité, se calcule facilement mais reste assez complexe et nous ne donnerons pas ici sa forme complète¹⁶. Néanmoins, elle se simplifie considérablement pour des hautes finesse et des petits déphasages¹⁷ :

$$T_{FP,EO}(F \gg 1, \Delta\varphi \ll 1) = \frac{3A}{4} \left(1 + \frac{\sqrt{3}F\Delta\varphi}{\pi} \right) \quad (4.39)$$

On retrouve dans cette équation, la réponse statique de la cavité pour le point de fonctionnement optimal (intensité transmise de $\frac{3}{4}A$) et la linéarité de la réponse électro-optique, via le terme $\Delta\varphi$, lui-même directement proportionnel au champ électrique. Remarquons également que la réponse électro-optique sera également proportionnelle à la finesse F de la cavité.

15. Il existe plusieurs solutions à cette équation. Celle retenue est située sur le flanc gauche d'un pic de transmission, et correspond donc à une pente positive.

16. Il suffit d'exprimer l'équation 4.34 en fonction de φ_w .

17. Rappelons que $\Delta\varphi = \frac{2\pi f_0 \vec{K} \cdot \vec{E}}{c} L$ avec $\|\vec{K}\| \in [10^{-12}, 10^{-9}] \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$.

4.4.4.1.3 Temps de réponse et bande passante de la cavité EO

La bande passante est donnée par la transformée de Fourier de la réponse temporelle impulsionnelle du faisceau sondant le cristal, formant la cavité Fabry-Pérot. Cette réponse temporelle est obtenue en observant la variation temporelle d'intensité transmise lorsque l'on coupe la source laser au temps $t = 0$ (on considère ici une source impulsionnelle dont la fréquence de répétition est parfaitement synchronisée avec le temps d'aller-retour dans la cavité). L'évolution temporelle de la puissance optique transmise normalisée s'écrit :

$$I_t(t) = R^{\text{int}(\frac{vt}{L}+0.5)} e^{-2\alpha vt} \quad (4.40)$$

avec α représentant les pertes linéiques du cristal EO en np/m et $v = c/n$, la vitesse de phase du faisceau optique dans ce dernier. La fonction partie entière "int", illustre les pertes optiques après chaque traversée du cristal au niveau des miroirs.

La partie $R^{\text{int}(\frac{vt}{L}+0.5)}$ de l'expression précédente engendre les marches que l'on observe sur la figure 4.27 et dont la hauteur diminue lorsque R tend vers 1. Ainsi, la différence entre les réponses temporelles de la cavité et les courbes d'extrapolation s'amoindrit lorsque R devient grand.

Ainsi, pour R proche de 1 (cavité de grande finesse), l'équation 4.40 se réécrit comme suit :

$$I_t(t) = \sqrt{R} R^{\frac{vt}{L}} e^{-2\alpha vt} = \sqrt{R} e^{\frac{vt}{L} \ln R - 2\alpha vt} \quad (4.41)$$

La réponse temporelle de la cavité est comparable à la décharge d'un condensateur, qui contrairement au cas des dispositifs en modulation de phase, ne présente pas de zéro de transmission et dont la constante de temps τ est fonction de R et α .

$$\tau^{-1} = \frac{v}{L} (2\alpha L - \ln R) \quad (4.42)$$

La réponse fréquentielle de la cavité, qui se comporte comme un filtre passe-bas, est donnée par l'équation :

$$\Delta f_{-3dB} = \frac{\tau^{-1}}{2\pi} = \frac{ISL}{\pi} (2\alpha L - \ln R) \quad (4.43)$$

4.4.4.2 Résultats expérimentaux

4.4.4.2.1 Sonde réalisée

Précisons tout d'abord la structure complète du capteur qui exploite un guide d'onde inscrit par diffusion titane (ou échange protonique) le long d'un des axes diélectriques propres du cristal.

Ce guide est placé entre 2 miroirs diélectriques multicouches constituant ainsi la cavité Fabry-Pérot, autorisant la modulation directe de l'amplitude de l'onde optique qui traverse le transducteur. Par ailleurs, ce dispositif est placé en bout d'une fibre à maintien de polarisation en vue d'effectuer des mesures déportées tout en contrôlant l'état de polarisation transmis au sein du guide. La piste suivie pour la réalisation du capteur s'appuie sur l'utilisation de bretelles

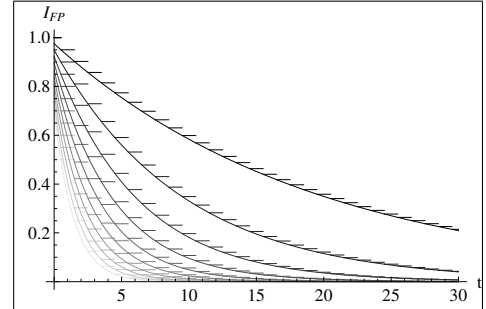


FIGURE 4.27: Réponse temporelle d'une cavité Fabry-Pérot pour $\alpha = 0$ et pour différentes valeurs du coefficient de réflexion allant de 0,5 (gris clair) à 0,99 (noir), par pas de 0,05 et extrapolation de chacune de ces courbes avec une fonction continue. L'axe des temps est normalisé par rapport au temps de propagation du faisceau optique sur un aller-retour.

optiques avec traitement réfléchissant en bout de fibre (figure 4.28). Elle offre les avantages suivants : réflectivité garantie sur miroirs diélectriques, composants LiNbO_3 simples et procédés de réalisation classique. Cette solution demande néanmoins une bonne maîtrise de l'assemblage : le miroir d'entrée est déposé sur l'extrémité de la fibre optique qui doit être couplée au guide. De plus, les axes propres de la fibre doivent être alignés avec ceux du guide. Le montage a été effectué au sein de Photline Technologies avec les préconisations de l'IMEP-LAHC. Une photographie de la sonde est proposée en figure 4.28.

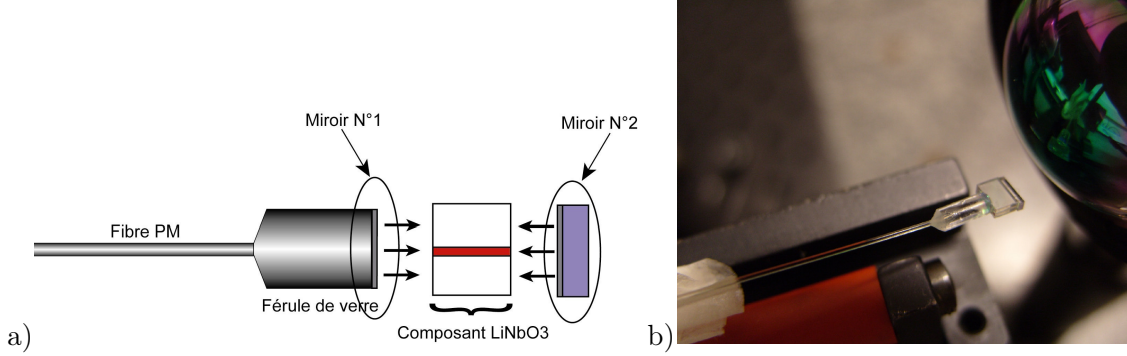


FIGURE 4.28: a) Descriptif de la sonde avec miroirs diélectriques en entrée/sortie. b) Photographie d'une sonde EO à cavité avec un guide $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ de longueur 2 mm.

4.4.4.2.2 Réponse spectrale de la sonde

Les premières expérimentations ont porté sur une caractérisation linéaire du capteur, c'est-à-dire la transmission et la réflexion du capteur en fonction de la longueur d'onde du laser traversant la cavité. Le banc expérimental est présenté sur la figure 4.29. La source utilisée est une diode laser DFB à $1,55 \mu\text{m}$ accordable sur 5 nm grâce à l'élément Peltier intégré au laser et à son contrôleur TEC (modulation lente $< 0,1 \text{ Hz}$). Une modulation sur 0,5 nm est également possible avec l'alimentation en courant régulé LDC de la diode (modulation rapide $> 10 \text{ Hz}$). L'extraction de la finesse est proposée par la suite pour le mode TE. En effet ce mode permet d'obtenir le maximum de sensibilité et de sélectivité car il fait intervenir le coefficient r_{33} , le plus élevé du tenseur EO du LiNbO_3 (pour rappel $n_+ = n_z - \frac{1}{2}n_z^3 r_{33} E_z$).

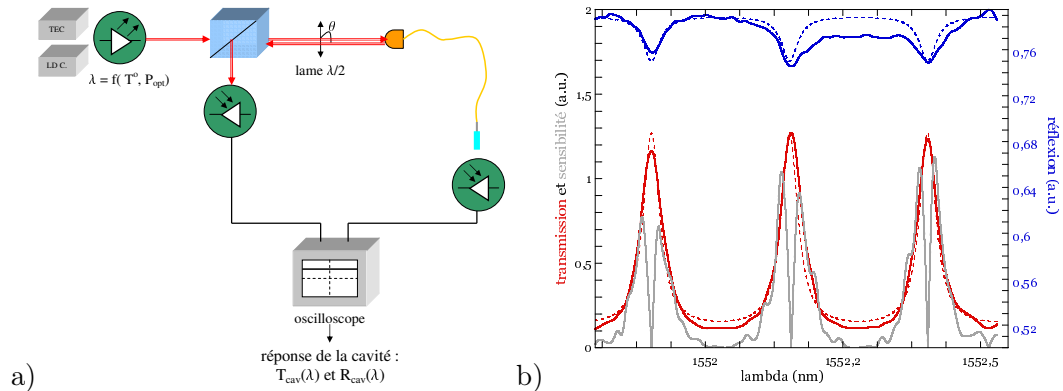


FIGURE 4.29: a) Descriptif du banc de mesure de réponse spectrale (en transmission et en réflexion) du guide en cavité en fonction de la longueur d'onde. b) Spectre en transmission et en réflexion du capteur LiNbO_3 . Résultats expérimentaux en trait plein et ajustement théorique en pointillé. La courbe rouge correspond à la transmission de la cavité, la courbe bleue correspond à la réflexion et la courbe grise est la sensibilité, déduite de la dérivée du pic de transmission.

Le résultat présente les modes de cavité en transmission et en réflexion (figure. 4.29.b). On remarque que la réponse spectrale en réflexion n'est pas complémentaire de la réponse en

transmission. L'origine de ce désaccord est l'alignement imparfait de la fibre avec le guide d'onde, ce qui entraîne d'une part une réflexion parasite en entrée de cavité et d'autre part un mauvais recouplage après passage dans la cavité. Néanmoins, on peut extraire de cette mesure un intervalle spectral libre ISL d'environ 0,35 nm et une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ de 0,048 nm. On en déduit la finesse de la cavité $\frac{ISL}{\Delta\lambda} = 7,29$. En incorporant cette valeur dans l'équation théorique du Fabry-Pérot, on obtient l'ajustement présenté en figure 4.29.b. Par ailleurs, précisons que la dispersion d'indice en fonction de la longueur d'onde n'est pas prise en compte dans ces ajustements¹⁸. Elle a néanmoins été étudiée et conduirait, en intégrant l'équation de Sellmeier dans la réponse de la cavité, à une erreur maximum de mesure de l' ISL de 1,5 pm ($< 0,5\%$ d'erreur) sur la gamme des longueurs d'onde considérées.

4.4.4.2.3 Réponse EO de la sonde

La seconde campagne de mesures est dédiée à l'étude de la réponse non linéaire¹⁹ du capteur. Les mesures sont réalisées dans le domaine fréquentiel. Ce capteur utilise la modulation d'amplitude du faisceau sonde traversant le cristal, induite par le champ électrique appliqué. Le banc expérimental est présenté sur la figure 4.30. Le champ électrique à mesurer est appliqué par des électrodes parallèles placées sur un support en rotation pour appliquer le champ selon z ou x . Cette structure est alimentée par un générateur basses fréquences qui applique un champ électrique alternatif et transverse à la cavité Fabry-Pérot. La modulation d'amplitude transmise et réfléchiée par la cavité est détectée par deux photodiodes. Le signal moyen reçu par l'oscilloscope détermine le point de fonctionnement choisi (position sur le mode de cavité). L'analyseur de spectre est utilisé pour extraire l'amplitude de la modulation induite par le champ électrique.

La réponse intrinsèque du capteur est déterminée par la profondeur de modulation. Le calcul permettant d'obtenir cette profondeur de modulation \tilde{d} , à partir des mesures de puissance de modulation $\tilde{P}_{spectrum}$ et du signal moyen V_{osc} , est le suivant :

$$\tilde{d} = \frac{\tilde{P}_{opt}}{\bar{P}_{opt}} = \frac{\tilde{I}_{ph}}{\bar{I}_{ph}} \quad (4.44)$$

avec

$$\bar{I}_{ph} = \frac{V_{osc}}{R_{var}} \text{ et } \tilde{I}_{ph} = \sqrt{\frac{10 \frac{\tilde{P}_{spectrum}}{10}}{R_{spectrum} 10^3}}.$$

\bar{I}_{ph} et \tilde{I}_{ph} sont les courants moyen et de modulation, respectivement. Le courant moyen est observé sur l'oscilloscope via R_{var} et la modulation est récupérée sur l'analyseur de spectre via $R_{spectrum}$.

Dans le but d'obtenir la sensibilité du capteur en fonction du point de fonctionnement, on fait varier la longueur d'onde et un champ électrique de 2500 V_{eff}/m module la cavité à 84 kHz. Le signal DC nous donne la réponse linéaire de la cavité (réponse spectrale) en réflexion et le signal AC nous donne l'efficacité non linéaire du capteur.

L'évolution de la profondeur de modulation observée sur la figure 4.30.b correspond à celle attendue, déduite de la dérivée de la réponse spectrale (figure 4.29). Néanmoins, le maximum de modulation n'est pas identique de part et d'autre du pic de réflexion. En effet, un des flancs du pic de transmission peut comporter de l'énergie majoritairement sur le mode TE mais également en partie sur le mode TM, diminuant ainsi l'efficacité de modulation. L'écart de 0,5 dB observé entre les deux maxima, est en accord avec une valeur de 10 % de la puissance reportée sur le mode TM.

18. La variation de longueur d'onde nécessaire à cette caractérisation induit une légère variation de la longueur optique de la cavité due à cette dispersion d'indice.

19. On rappelle que cette réponse non linéaire optique est proportionnelle au champ électrique.

4.4. CAPTEUR DE CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE ET DE TEMPÉRATURE À BASE DE CRISTAUX ANISOTROPES

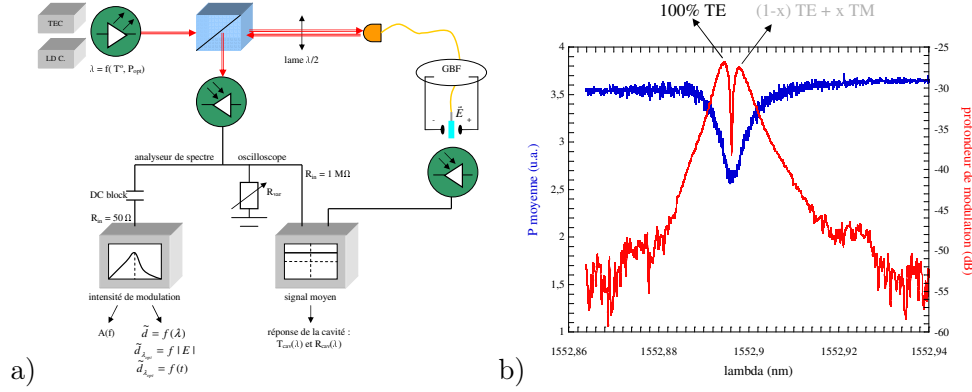


FIGURE 4.30: a) Descriptif du banc de mesure de réponse non linéaire du capteur sur guide LiNbO₃. GBF : générateur basse fréquence; \tilde{d} : profondeur de modulation. b) Profondeur de modulation (courbe rouge) en fonction de la longueur d'onde et pic en réflexion (courbe bleue). Le champ électrique appliqué selon Z est de $2500 \text{ V}_{eff}.\text{m}^{-1}$. Le niveau de bruit est à -110 dBm . La bande d'analyse est de 100 Hz .

Les performances de cette sonde ont pu être extraites grâce à une mesure de linéarité et à une caractérisation de sa sélectivité vectorielle :

- le champ minimal détectable est inférieur à 500 mV/m ,
- la réjection des composantes normales du vecteur champ électrique dépasse 35 dB .

De part sa résolution spatiale transverse sub-millimétrique, cette sonde a principalement été utilisée pour effectuer des cartographies de la distribution spatiale du champ électrique à la surface de circuits. À titre d'exemples, les figures 4.31 et 4.32 présentent des résultats obtenus pour des cartographies à une dimension et à 2 dimensions.

La première structure de test proposée est la suivante : une succession de ligne est alternativement polarisée et la fente interligne est progressivement réduite de 1 mm à $150 \mu\text{m}$. La sonde est déplacée transversalement aux lignes à une centaine de microns au dessus de la structure. Le résultat est présenté en figure 4.31. Une mesure similaire a permis de cartographier le champ au niveau des soudures de connections, illustrant ainsi les applications possibles du capteur pour la caractérisation de champ électrique en propagation guidée. Les mesures ont été effectuées avec un échantillonnage spatiale de $50 \mu\text{m}$.

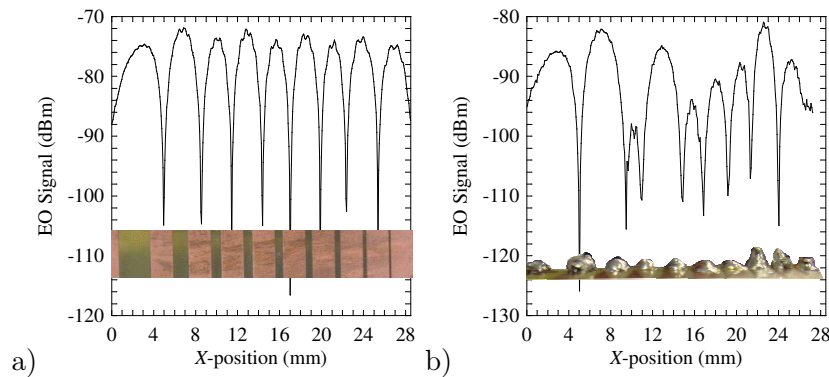


FIGURE 4.31: Cartographie du champ transverse. a) au niveau des lignes et b) au-dessus des soudures.

La structure choisie ici pour effectuer une cartographie 2D du champ électrique²⁰ est présentée en figure 4.32.a. Elle est constituée de cinq lignes coplanaires de $750 \mu\text{m}$ de large. Cette structure alternativement polarisée présente également en son pourtour un potentiel flottant. Par ailleurs

20. Cartographie 2D signifie ici que la mesure de la distribution spatiale d'une unique composante de \vec{E} a été effectuée en fonction de deux directions orthogonales.

elle est déposée sur un support connecté à la masse. Cette cartographie 2D transverse du champ électrique permet d'évaluer le confinement de ce champ électrique en fonction de la distance aux lignes. La mesure est présentée en figure 4.32.b. Elle est également comparée à un calcul analytique. Ce calcul est simplement basé sur la détermination du potentiel en chaque point de l'espace à partir de l'équation de Poisson et des conditions aux limites au niveau des conducteurs métalliques (potentiels fixes). Le champ électrique est déduit à partir du gradient du potentiel. Pour ce calcul, le potentiel flottant a été fixé au potentiel moyen au niveau de la métallisation du potentiel flottant en l'absence de cette métallisation. Le calcul est effectué dans l'approximation électrostatique²¹.

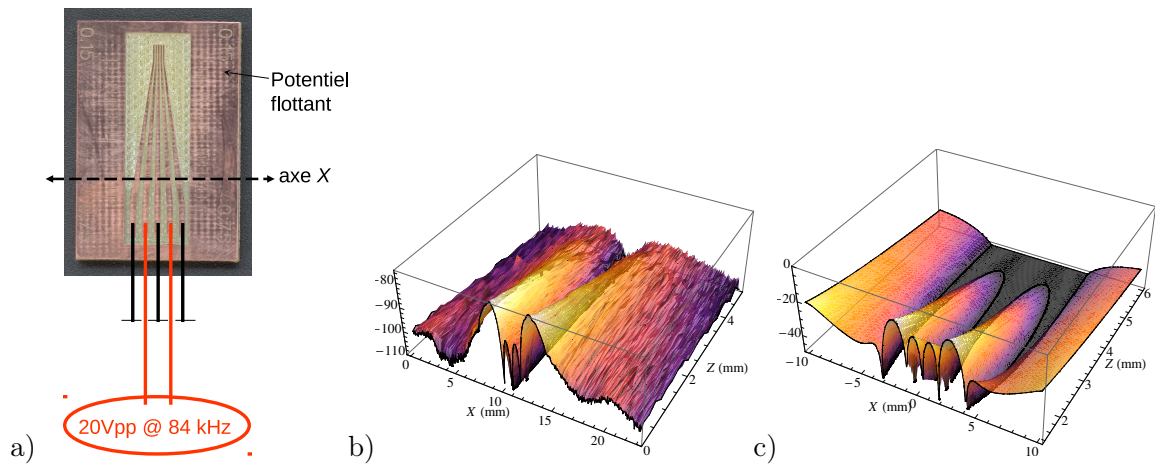


FIGURE 4.32: a) La structure choisie pour effectuer une cartographie 2D. b) Cartographie 2D transverse de la composante E_x du champ électrique au dessus de la structure. c) Distribution spatiale obtenue par calcul analytique (équation de Poisson, approximation électrostatique et hypothèse de l'absence du plan de masse inférieur). L'axe vertical des figures est en dB.

La comparaison proposée ici reste qualitative et les valeurs de champ sont normalisées pour les simulations et calculs. Néanmoins, les dimensions, exprimées en millimètres restent comparables. Concernant la mesure, l'origine de hauteur Z est située à environ $200 \mu\text{m}$, pour préserver l'intégrité physique de la sonde et éviter toute rayure de cette dernière par les métallisations. Les simulations et calculs confirment le confinement des lobes centraux et l'élargissement des lobes latéraux. Enfin les deux résultats illustrent qu'au-delà de quelques millimètres, le champ total résultant correspond à celui d'une simple ligne coplanaire avec disparition des lobes centraux.

21. La dimension longitudinale des lignes est de l'ordre du centimètre alors que les fréquences associées au champ électrique sont inférieures à 100 kHz.

4.5 Sonde électro-optique vectorielle multicomposante du champ électrique

4.5.1 Particularité des cristaux isotropes électro-optique

Nous avons abordé précédemment la possibilité d'une mesure simultanée de deux composantes du champ électrique à l'aide d'un cristal électro-optique isotrope. Cette capacité est due à la présence de deux vecteurs sensibilités $\vec{\Delta K}_a$ et $\vec{\Delta K}_b$. En configuration de modulation d'état de polarisation, le déphasage total induit par la traversée d'un tel cristal s'écrit :

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_E = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(\vec{E}_\Omega) L_{crist} \quad (4.45)$$

Par définition de l'isotropie optique, il n'y a pas, dans ces cristaux, de biréfringence naturelle. Seule opère la biréfringence induite par le champ électrique. Cette dernière s'écrit :

$$\Delta n(\vec{E}_\Omega) = \sqrt{(\vec{\Delta K}_a \cdot \vec{E}_\Omega)^2 + (\vec{\Delta K}_b \cdot \vec{E}_\Omega)^2} \quad (4.46)$$

Dans le cas d'un cristal en coupe $\langle 111 \rangle$ (coupe retenue pour le développement des sondes "deux axes"), ces deux vecteurs sont d'égales amplitudes et se situent dans le plan transverse au vecteur d'onde du faisceau laser sonde, traduisant une sensibilité identique à chacune des deux composantes du champ électrique se situant dans ce plan. Définissons ainsi le champ électrique à mesurer comme la somme de deux contributions vectorielles :

$$\vec{E}_\Omega = \vec{E}_\perp + \vec{E}_\parallel \quad (4.47)$$

\vec{E}_\parallel correspond à la contribution vectorielle du champ électrique parallèle au vecteur d'onde \vec{k}_w du laser (autrement dit à la composante E_z) tandis que \vec{E}_\perp correspond à la contribution vectorielle transverse (contenant à la fois E_x et E_y , ou en polaire, $|\vec{E}_\perp|$ et α_\perp). C'est précisément cette dernière qui induit une biréfringence au sein du cristal. Nous pouvons ainsi ré-exprimer la relation 4.46 de cette manière [16] :

$$\Delta n(\vec{E}_\Omega) = \kappa n_0^3 \quad \text{avec} \quad \kappa = \sqrt{2/3} r_{41} \|\vec{E}_\perp\| \quad (4.48)$$

où n_0 et r_{41} sont respectivement l'indice de réfraction et l'unique coefficient électro-optique du cristal. Cette relation ne nous donne a priori aucune information sur la direction du champ électrique à mesurer. En effet, tout champ électrique situé dans le plan transverse au vecteur d'onde induira la même biréfringence tant que son amplitude reste constante (et ce, indépendamment de sa direction). Pour remonter à la direction du champ électrique, il est important de connaître son influence sur la direction des états propres de polarisation de l'onde optique au sein du cristal (ou sur la direction des axes propres de la biréfringence induite). Pour cela, nous devons définir dans un premier temps l'équation de l'ellipse correspondant à l'intersection du plan d'onde avec l'ellipsoïde des indices modifiée par l'application du champ électrique. Dans cette perspective, nous effectuons un changement de repère ($\theta = 54.7^\circ$ et $\varphi = 45^\circ$) afin de faire coïncider l'axe Z avec la direction $\langle 111 \rangle$ (correspondant également à la direction de propagation du faisceau laser). La figure 4.33 illustre la configuration cristalline retenue et fait apparaître tous les paramètres d'intérêt.

L'équation de l'ellipse d'indice, vue par l'onde optique, s'écrit dans ce nouveau repère (XYZ) :

$$X^2\left(\frac{1}{n_0^2} - \kappa \cos \alpha_\perp\right) + Y^2\left(\frac{1}{n_0^2} + \kappa \cos \alpha_\perp\right) + 2XY(\kappa \sin \alpha_\perp) = 1 \quad (4.49)$$

où α_\perp correspond à l'angle entre la contribution vectorielle transverse \vec{E}_\perp du champ électrique et l'axe X . Le calcul des valeurs propres de la matrice associée à cette ellipse permet de déterminer les nouveaux indices propres n_+ et n_- vus par les deux états propres de polarisation de l'onde optique dans le cristal. De ces indices, nous déduisons la biréfringence $\Delta n(\vec{E}_\Omega)$ induite par le champ électrique appliqué (déjà explicitée dans la relation 4.48). Par la connaissance des vecteurs propres associés à cette matrice, nous pouvons également déduire les angles Ψ_\pm entre les deux états propres de polarisation dans le cristal soumis à un champ électrique et l'axe X du nouveau repère :

$$\Psi_\pm = (3 \pm 1) \frac{\pi}{4} - \frac{\alpha_\perp}{2} [\pi] \quad (4.50)$$

Les équations 4.48 et 4.50 font ainsi clairement apparaître que l'amplitude et la direction du champ électrique \vec{E}_\perp peuvent être déduites de la connaissance précise des deux états propres de polarisation au sein du cristal soumis à ce champ (autrement dit, par la caractérisation de l'état de polarisation de l'onde optique après sa traversée du cristal). Une première étape expérimentale menée [21] a permis de valider le principe de la mesure en configuration non fibrée. De manière analogue à la configuration expérimentale retenue pour les cristaux anisotropes, il s'agit ici de sonder le cristal isotrope à l'aide d'une polarisation circulaire. Après son passage au sein du cristal soumis au champ électrique, le faisceau laser (dont la polarisation est alors d'une ellipticité quelconque) traverse un système d'analyse de polarisation avant d'être focalisé sur une photodiode. Les coordonnées polaires $|\vec{E}_\perp|$ et α_\perp sont alors déduites de l'étude de la profondeur de modulation en fonction de l'orientation de l'analyseur, ce dernier permettant de reconstituer la polarisation de l'onde optique à la sortie du cristal [21].

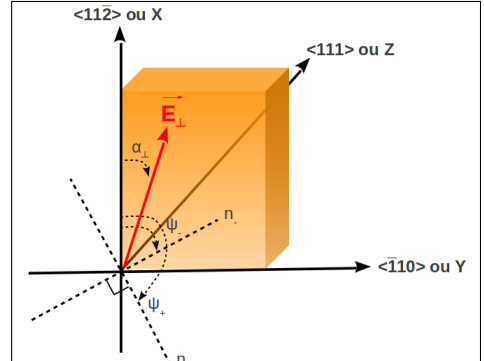


FIGURE 4.33: Représentation du champ électrique et des axes diélectriques propres induits dans le nouveau repère défini par la coïncidence de l'axe Z (définissant l'axe de propagation de l'onde optique) avec la coupe cristallographique $\langle 111 \rangle$.

4.5.2 Sonde EO dédiée à la mesure simultanée des composantes transverses du vecteur champ électrique

L'adjonction d'une fibre à maintien de polarisation complique néanmoins le traitement de l'état de polarisation de l'onde optique. En effet, comme tout élément optique biréfringent, elle induit un déphasage additionnel $\Delta\phi$ présentant une dépendance en température. A l'instar des sondes fibrées utilisant un cristal anisotrope, il s'agit donc, d'une part, de définir l'arrangement optique correspondant au point de fonctionnement optimal du système de mesure et, d'autre part, de s'affranchir des variations de température affectant $\Delta\phi$. Les aspects liés à la résolution de ces problèmes sont largement évoqués dans la thèse de Y. Gaeremynck [91]. Il a ainsi été démontré que dans le cas d'une sonde fibrée, l'utilisation d'une polarisation circulaire à l'entrée du cristal isotrope ne permet pas de décorrélérer les effets de la fibre à maintien de polarisation de ceux du champ électrique à mesurer. Il a par ailleurs été démontré [21] qu'une polarisation circulaire était une condition indispensable à l'obtention du point de fonctionnement optimal du système en l'absence de fibre optique. Il paraît donc inévitable de trouver un compromis viable. La solution apportée consiste à désorienter légèrement la lame quart d'onde à l'entrée du cristal, afin de produire une polarisation quasi-circulaire. Ainsi, l'écart à l'arrangement optique garantissant le point de fonctionnement optimal reste marginal. L'introduction d'une légère ellipticité

permet de décorrélérer les effets du champ électrique et ceux de la fibre optique à maintien de polarisation (PMF) retour. Il sera alors possible de mettre en place un asservissement permettant de fixer le déphasage induit par la PMF à une valeur correspondant à un maximum de la réponse électro-optique en s'affranchissant des effets de la température. Cet asservissement est réalisé en contrôlant la longueur d'onde d'émission du faisceau laser. Observons à présent plus en détails le principe de fonctionnement du banc optique asservi dédié à la mesure "deux axes" fibrée. La figure 4.34 présente un schéma détaillé du système de mesure développé. Un faisceau laser de polarisation rectiligne émerge de la PMF aller et traverse une lame quart d'onde dont les axes sont orientés à $\pi/4 + \delta$, produisant une polarisation quasi-circulaire. Cette dernière va sonder de manière quasiment équilibrée les indices propres du cristal isotrope soumis au champ électrique. Après réflexion sur un miroir diélectrique, le faisceau laser est réinjecté dans la PMF retour. Le système d'analyse de l'état de polarisation du faisceau laser en sortie de la PMF retour est constitué de deux voies, respectivement nommées X et Y . Ainsi, le faisceau laser émergent de la PMF retour est séparé physiquement en deux faisceaux à l'aide d'un cube séparateur non polarisant, chacun d'eux étant dédié à l'une des deux voies d'analyse. La voie X est constituée d'une lame quart d'onde orientée à 45° (dans le référentiel du laboratoire) qui précède un prisme de Wollaston. Ce dernier va séparer le faisceau laser en deux faisceaux de polarisations rectilignes croisées, détectés respectivement par les photodiodes PD1 et PD2. La voie Y est, quant à elle, constituée d'une lame demi-onde orientée à $22,5^\circ$ puis d'un prisme de Wollaston qui va permettre une séparation du faisceau incident en deux faisceaux de polarisations croisées, détectés par les photodiodes PD3 et PD4. A l'aide du formalisme de Jones, il est possible de déterminer la puissance optique normalisée reçue par chacune des quatre photodiodes. Au regard de la très faible valeur de la biréfringence induite par le champ électrique (et par la même du déphasage $\Delta\varphi$), ces puissances ont été calculées à l'aide d'un développement en série de Taylor à l'ordre 2. Nous constatons alors qu'en fixant la valeur du déphasage induit par la PMF retour $\Delta\phi$ à $0[\pi]$ et pour une très faible désorientation de la lame quart d'onde en entrée du cristal ($\delta \rightarrow 0$), les couples de puissances P_1 et P_3 sont respectivement proportionnelles à $\Delta\varphi \cos \alpha_\perp$ et $\Delta\varphi \sin \alpha_\perp$, autrement dit aux composantes E_X et E_Y du champ électrique à mesurer. Pour s'affranchir de la composante continue du signal optique reçue sur chaque photodiode, il est possible d'exprimer les différences entre chaque couple de puissances optiques comme suit :

$$\begin{aligned} P_X &= P_1 - P_2 = \Delta\varphi \cos \alpha_\perp = \frac{4\pi L_{crist}}{\lambda} \sqrt{2/3} n_0^3 r_{41} \mathbf{E}_X \\ P_Y &= P_3 - P_4 = \Delta\varphi \sin \alpha_\perp = \frac{4\pi L_{crist}}{\lambda} \sqrt{2/3} n_0^3 r_{41} \mathbf{E}_Y \end{aligned} \quad (4.51)$$

Ces relations font ainsi clairement apparaître la faisabilité d'une mesure des deux composantes transverses du champ électrique, de manière simultanée, en un même point de l'espace et à l'aide d'un seul cristal électro-optique et d'un unique faisceau sonde. Elles mettent également en exergue plusieurs points cruciaux quant à la marche à suivre pour stabiliser le système de mesure sur son point de fonctionnement optimal et ainsi s'affranchir des effets de la température sur la PMF retour :

- il est fondamental de désorienter la lame quart d'onde afin de ne pas produire une polarisation circulaire parfaite en entrée du cristal électro-optique. En effet l'introduction d'un angle δ permet d'établir une dépendance des puissances optiques détectées par les photodiodes avec le déphasage induit par la PMF retour. Il s'agit donc d'un prérequis indispensable au contrôle des effets de la température sur la fibre.
- l'angle δ doit rester très faible, seule condition pour accéder aux composantes transverses E_x et E_y du champ électrique avec un minimum d'erreur (sans quoi les approximations effectuées dans la relation 4.51 deviendraient caduques).
- comme dans le cas des sondes basées sur l'utilisation de cristaux anisotropes, le point de fonctionnement optimal du système se traduit par l'égalité respective des couples de puissances optiques P_1/P_2 et P_3/P_4 en l'absence de champ électrique. Cette égalité s'obtient

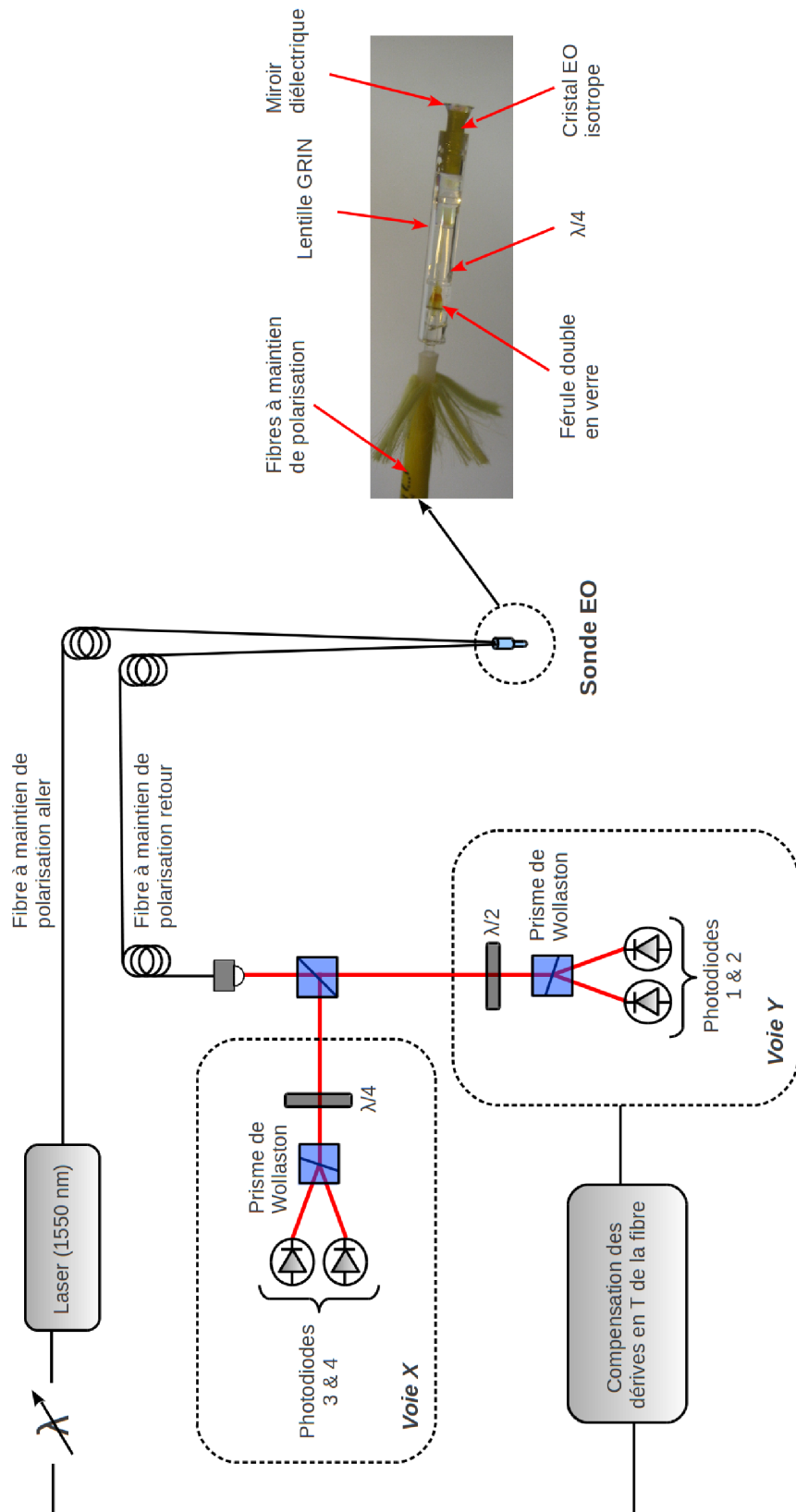


FIGURE 4.34: Schéma du banc optique et de la sonde électro-optique dédiés à la mesure simultanée des deux composantes transverses du champ électrique.

pour $\Delta\phi = 0[\pi]$. Afin de garantir cette condition quelque soit les variations de température subies par la PMF retour, il est nécessaire de mettre au point un asservissement.

Ce dernier point est essentiel puisqu'il autorise une mesure stable et reproductible du champ électrique. Le déphasage induit par la traversée de la PMF retour dépend conjointement de la biréfringence de la fibre Δn_f (variant avec la température par effet thermo-optique), de la longueur L du cristal (paramètre fixe) ainsi que de la longueur d'onde d'émission λ du faisceau laser :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_f(T) L \quad (4.52)$$

Il existe donc toujours une valeur de λ permettant de compenser l'effet thermo-optique à l'œuvre au sein de la fibre. Le mécanisme de compensation consiste alors à piloter la longueur d'onde du faisceau laser afin de stabiliser la valeur du déphasage de la PMF retour à 0 $[\pi]$. Plus concrètement, un paramètre de contrôle S_{err} est défini, correspondant à la différence des puissances optiques P_1 et P_2 en l'absence de champ électrique :

$$S_{err} = P_1(\vec{E} = \vec{0}) - P_2(\vec{E} = \vec{0}) = \sin 4\delta \cos \Delta\phi \quad (4.53)$$

L'asservissement mis en place consiste donc à choisir la longueur d'émission du faisceau laser permettant d'annuler S_{err} . Par ailleurs, la qualité de cet asservissement est intimement liée à l'obtention d'un contraste satisfaisant sur l'amplitude des variations du paramètre S_{err} avec la température. Ce contraste est directement lié à δ . Comme évoqué plus haut, un compromis sur la valeur de δ doit être trouvé. En effet, il faut le choisir suffisamment grand pour permettre la détection des variations induites par la température sur le paramètre de contrôle en gardant en mémoire qu'une valeur trop élevée conduit à un éloignement du point de fonctionnement optimal et revient donc à introduire une erreur sur la mesure des composantes du champ électrique. À titre d'exemple, il a ainsi été montré qu'une désorientation de la lame quart d'onde en entrée du cristal électro-optique de 2° n'entraînait qu'une très faible erreur (moins de 1%) sur la mesure des composantes E_X et E_Y [91].

4.5.3 Performances d'une sonde EO "2 axes"

À la suite d'une campagne expérimentale dédiée à la caractérisation de cristaux EO, le BSO a été identifié comme le meilleur candidat pour la réalisation de sondes EO vectorielles [111]. Au delà de ses performances intrinsèques liées à ses propriétés EO et sa permittivité relative, ce type de cristal présente moins d'inclusions chargées comparativement aux cristaux de la famille du ZnTe. Ces zones de charges d'espace écrantent le champ et limitent ainsi la bande passante de mesure, en particulier en basse fréquence. Par ailleurs, le BSO présente une bonne compatibilité physico-chimique avec les milieux biologiques (point de fusion élevé, insolubilité, permittivité). La réponse de la sonde vis-à-vis de l'amplitude du champ électrique sera analysée, en termes de linéarité et de dynamique de mesure. Le caractère vectoriel de la mesure sera ensuite investigué, au travers de la réponse angulaire de la sonde et d'autres aspects, comme la résolution spatiale ou encore la bande passante de mesure seront également abordées.

4.5.3.1 Linéarité, sensibilité et dynamique de mesure

La première étape consiste à caractériser la réponse de la sonde EO vis-à-vis de l'amplitude du champ électrique appliqué. Pour ce faire, nous disposons la sonde au sein du volume d'essai d'une cellule TEM, entre l'un des deux plans de masse et le septum, distants de 15 mm. Cette cellule est connectée d'une part à un synthétiseur de fréquence délivrant un signal CW à 247 kHz, et d'autre part à une charge 50Ω , pour des raisons d'adaptation d'impédance. La sortie du système électro-optique automatisé, véhiculant le signal mesuré, est connectée à un analyseur de spectre.

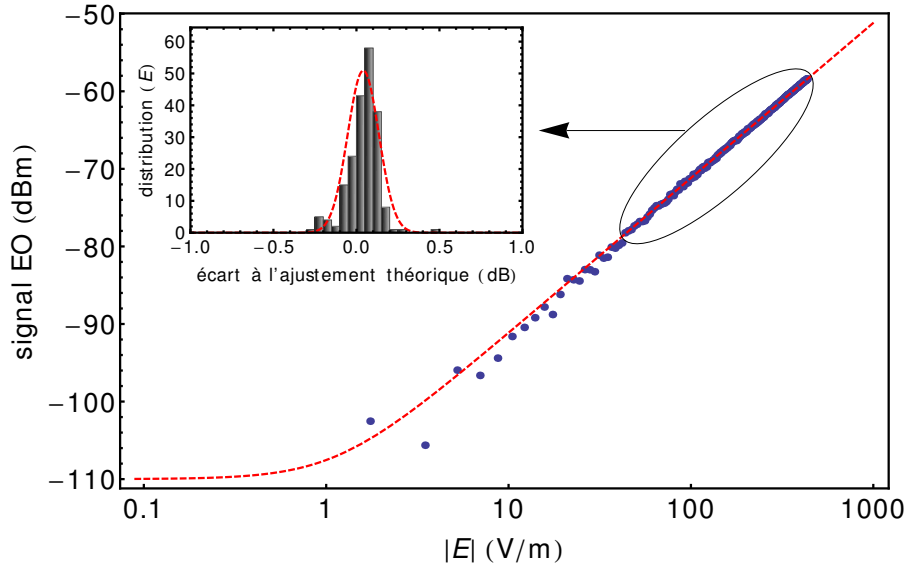


FIGURE 4.35: Linéarité de la réponse de la sonde électro-optique (points bleus) accompagnée d'un ajustement théorique associé (courbe rouge en pointillés). La distribution d'erreurs et son profil gaussien théorique sont également tracés.

Pour chaque incrément de la puissance en entrée de la cellule TEM, l'amplitude du signal électro-optique est relevée à l'analyseur de spectre. Le résultat est représenté sur la figure 4.35.

L'équation utilisée pour réaliser l'ajustement théorique est de la forme :

$$P_{EO} = 20 \log_{10} \sqrt{10^{\frac{P_{bruit}}{10}} + (\alpha E)^2} \quad (4.54)$$

avec :

$$\alpha = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{4\pi L_{crist} n_o^3 r_{41}}{\lambda} \eta \mathfrak{R} P_{opt} \quad (4.55)$$

où \mathfrak{R} est la réponse de la photodiode exprimée en A/W. Le niveau de bruit P_{bruit} relevé à l'analyseur de spectre est de -110 dBm. Il est important de rappeler que la sonde électro-optique mesure le champ électrique au sein du cristal et non celui que nous souhaitons mesurer, à savoir le champ électrique ambiant en l'absence du capteur. De par la nature diélectrique et la géométrie du cristal, il existe un ratio η entre ces deux valeurs qu'il est nécessaire de prendre en compte pour accéder à la valeur du champ électrique désiré. La pente, associée à l'ajustement théorique utilisé, est de $\alpha = 2,76 \times 10^{-6} \text{ m}\cdot\text{V}^{-1}$, soit une valeur de 1,023 en exprimant l'amplitude du signal électro-optique en fonction de la puissance incidente, dénotant ainsi d'une très bonne proportionnalité entre le signal hyperfréquence injecté dans la cellule TEM et le signal électro-optique mesuré. De plus, l'écart-type moyen associé à la mesure est de 0,59 dB et atteint même 0,1 dB dans la zone correspondant aux valeurs de champ électrique supérieures à $85 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$. Il est possible d'extraire de cette mesure la sensibilité de la sonde électro-optique. Pour rappel, cette dernière correspond au champ électrique minimum mesurable, engendrant un signal de même amplitude efficace que le bruit intégré sur la bande d'analyse du système de mesure. Elle peut donc être calculée à partir de l'expression suivante :

$$E_{min} = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{10^{\frac{P_{bruit}}{10}} - 3}{\Delta f}} \quad (4.56)$$

Un champ minimal mesurable de $200 \text{ mV}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ a ainsi été obtenu dans l'air.

La courbe de linéarité, présentée sur la figure 4.35, fait apparaître que la sonde présente une réponse linéaire sur plus de 50 dB. Cette valeur, bien qu'élevée, est très éloignée de la valeur théorique (supérieure à 130 dB). La figure 4.36 présente une comparaison entre la réponse de la sonde en champ électrique issue de l'expérimentation (courbe extraite de la figure 4.35) et celle déduite de la théorie.

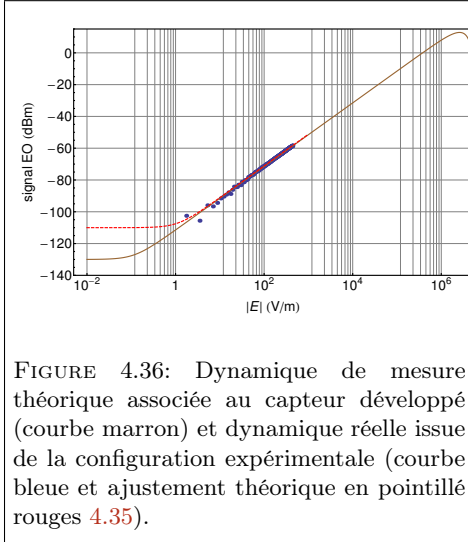


FIGURE 4.36: Dynamique de mesure théorique associée au capteur développé (courbe marron) et dynamique réelle issue de la configuration expérimentale (courbe bleue et ajustement théorique en pointillés rouges 4.35).

Ces deux courbes révèlent un écart important, de 70 dB, entre la dynamique de mesure théorique et la valeur réelle. Cet écart provient des contraintes liées à l'environnement expérimental. La dynamique de mesure subit ainsi, dans le cadre de nos mesures, deux limitations fortes : elle est bornée inférieurement par le bruit de Johnson-Nyquist de l'analyseur de spectre utilisé pour visualiser le signal (-110 dBm pour une bande d'analyse Δf de 30 Hz), et présente également une borne supérieure liée à la tension maximale que peut délivrer le générateur basse fréquence (10 Vpp dans notre cas). En théorie, la borne inférieure de la dynamique correspond au plancher de bruit minimal de l'analyseur de spectre (-130 dBm dans une bande d'analyse Δf de 10 Hz) et la borne supérieure est liée à la compression de la réponse électro-optique en champ fort. Cette compression est due

à la réponse non linéaire du système optique d'analyse de l'état de polarisation : ce dernier contient notamment des prismes de Wollaston. Ces éléments, qui permettent de transformer toute variation d'état de polarisation en variation de puissance optique, ont une réponse sinusoïdale. Le point de fonctionnement optimal du système permet de se maintenir sur le point d'inflexion de cette réponse. Néanmoins, pour des champs électriques de très forte amplitude, la rotation de polarisation de l'onde optique est telle que l'on s'écarte de la zone de linéarité, entraînant alors une compression du signal mesuré (partie haute de la courbe marron sur la figure 4.36).

4.5.3.2 Sélectivité

Une seconde série de mesures a été réalisée afin de déterminer la réponse angulaire de la sonde électro-optique. Cette réponse permet d'appréhender un paramètre essentiel des capteurs de champ électrique : la sélectivité. Le caractère sélectif d'un transducteur s'évalue par la quantification du taux de réjection des composantes transverses du champ électrique. Autrement dit, il révèle l'aptitude de la sonde électro-optique à mesurer une composante du champ tout en excluant les deux autres. Dans le cas d'une sonde basée sur l'utilisation d'un cristal isotrope, nous sommes capables de mesurer simultanément les deux composantes du champ électrique se situant dans le plan orthogonal au vecteur d'onde \vec{k}_w de l'onde optique. Cette aptitude s'explique par la présence de deux vecteurs sensibilités $\vec{\Delta K}_a$ et $\vec{\Delta K}_b$ perpendiculaires entre eux. Ces deux vecteurs forment ainsi un repère orthogonal dans lequel se projette le champ électrique à mesurer. Ces deux projections correspondent donc aux composantes transverses E_x et E_y , visualisables chacune sur une des deux voies de mesures du système électro-optique. Un maximum du signal électro-optique est obtenu sur une des deux voies de mesure lorsque le vecteur associé au champ électrique \vec{E}_Ω est colinéaire avec l'un des deux vecteurs sensibilités. Ce cas de figure correspond alors à un minimum du signal électro-optique sur la seconde voie de mesure (puisque \vec{E}_Ω est orthogonal au second vecteur sensibilité).

Le montage expérimental reste le même que précédemment : la sonde électro-optique est insérée au sein du volume d'essai de la cellule TEM dans lequel règne un champ électrique de $440 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$ dont la fréquence est de 247 kHz. Le principe de la mesure consiste à relever à l'analyseur de spectre l'amplitude du signal électro-optique pour chaque rotation de $1,5^\circ$ de la sonde autour

de son axe longitudinal. Pour cela, la sonde est enchâssée sur une platine de rotation motorisée. Le résultat des mesures est visible sur la figure 4.37.

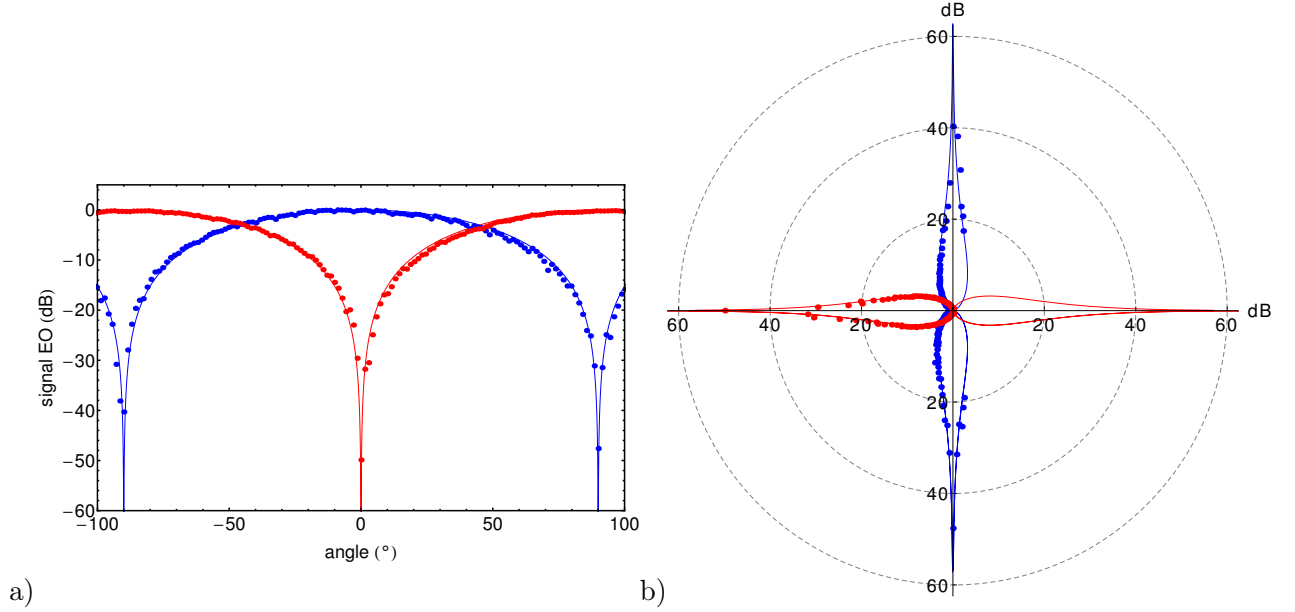


FIGURE 4.37: a) Mesure simultanée des deux composantes transverses de \vec{E} , en rotation autour de la sonde. b) Représentation polaire de la réjection des composantes orthogonales (issue du même résultat qu'en figure 4.37.a). Points de mesure et courbe théorique. Composantes E_x en rouge et E_y en bleu.

Ces résultats font apparaître deux courbes normalisées, respectivement associées à la mesure des composantes E_x (en rouge) et E_y (en bleu). Les équations des ajustements théoriques associés à chacune des mesures s'écrivent :

$$\begin{aligned} P_{EO}^X &= 20 \log_{10}(\sin \theta) \\ P_{EO}^Y &= 20 \log_{10}(\sin \theta + \pi/2) \end{aligned} \quad (4.57)$$

Nous notons un très bon accord entre les points de mesure et les ajustements théoriques : les écarts-type moyens, associés à la mesure des composantes E_x et E_y , sont respectivement de 1,17 dB et de 1,62 dB (les points de mesure correspondant aux angles -90° , 0° et 90° sont exclus pour le calcul de l'écart-type moyen car leur valeur théorique est de $-\infty$). Ces valeurs traduisent l'aptitude du capteur à mesurer avec précision chacune des composantes transverses du champ électrique. Cette capacité confère à la mesure électro-optique son caractère vectoriel, appuyé également par un taux de réjection des composantes orthogonales de plus de 40 dB pour chacune des deux composantes mesurées (E_x et E_y). Cette valeur correspond à la différence entre l'amplitude maximale du signal électro-optique et le plancher de bruit. Elle est ici limitée par la tension maximale que peut délivrer par le GBF. **Néanmoins, de telles performances en terme de sélectivité dépassent de beaucoup celles qu'il est possible d'obtenir avec des antennes métalliques** (sélectivité d'environ 20 dB).

4.5.3.3 Résolution spatiale

La résolution spatiale du transducteur électro-optique est intimement liée au cristal et, de manière plus formelle, à la dimension de la zone d'interaction entre le champ électrique et le faisceau laser en son sein. Dans notre cas de figure, le cristal électro-optique est utilisé comme modulateur d'état de polarisation en réflexion, induisant un doublement de la longueur effective du cristal parcourue par l'onde optique. Une lentille GRIN (à gradient d'indice) est également utilisée afin de mettre en forme le faisceau laser au sein du cristal et d'obtenir conjointement

la meilleure compacité du capteur. Cette lentille est caractérisée par sa longueur l , son indice axial n_a et sa constante quadratique \sqrt{A} . Selon la valeur du produit $\sqrt{A} l$, elle peut adopter un comportement convergent ou divergent. Pour la valeur spécifique de $\pi/2$, elle transforme le faisceau laser issu d'une source ponctuelle sur sa face d'entrée (correspondant à la sortie de la fibre optique) en un faisceau collimaté à sa sortie (correspondant à la face d'entrée du cristal). Cette lentille est ainsi collée entre la lame quart d'onde et le cristal électro-optique. Plusieurs paramètres concourent donc au calcul de la résolution spatiale : l'ouverture numérique ON de la fibre optique, la longueur L_{crist} du cristal électro-optique et son indice de réfraction n_0 ainsi que les caractéristiques de la lentille GRIN évoquées précédemment. Ce calcul est par ailleurs fortement dépendant de la configuration de montage des différents éléments optiques. Il peut être réalisé à l'aide du formalisme des faisceaux gaussiens et notamment par l'utilisation des matrices de transfert $ABCD$, qui permettent de déterminer le rayon de courbure du front d'onde et la taille du waist d'un faisceau gaussien au cours de sa propagation. Une autre méthode consiste à utiliser un logiciel de modélisation. A ce titre, la figure 4.38 présente une simulation réalisée avec le logiciel OSLO® ("Optics Software for Layout Optimisation"). Ce logiciel très flexible permet de prendre en compte la polarisation de l'onde optique, la diffraction, le caractère gaussien des faisceaux, les milieux anisotropes ou à gradient d'indice ... Il s'avère par ailleurs très utile pour des calculs de tolérancement liés à des décentrement ou des tilts des divers éléments optiques du système que constitue le capteur EO.

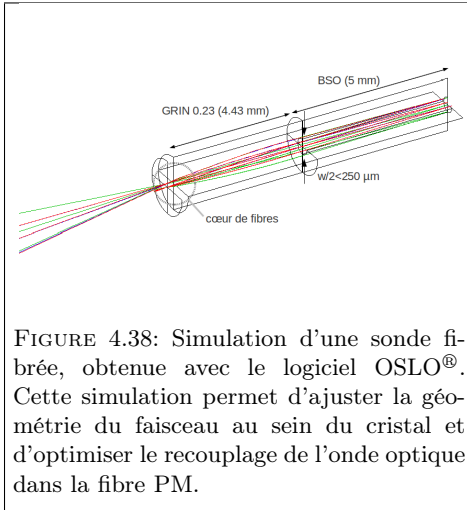


FIGURE 4.38: Simulation d'une sonde fibrée, obtenue avec le logiciel OSLO®. Cette simulation permet d'ajuster la géométrie du faisceau au sein du cristal et d'optimiser le recouplage de l'onde optique dans la fibre PM.

Ce logiciel permet de simuler la propagation du faisceau laser à travers les différents composants optiques constituant la sonde électro-optique. La figure 4.38 illustre ainsi la conception d'une sonde électro-optique bi-fibre basée sur l'utilisation d'un cristal de BSO de 5 mm de longueur. Les différents trajets des rayons lumineux permettent de connaître la forme et la taille du faisceau laser au sein de la sonde électro-optique. Il est important de distinguer la résolution spatiale longitudinale, définie par la longueur du cristal électro-optique (5 mm dans notre cas) et la résolution spatiale transverse, liée à la taille du waist du faisceau laser lors de sa propagation au sein du cristal (500 μm). Cette valeur sub-millimétrique a été confirmée lors de multiples campagnes expérimentales dédiées à la cartographie du champ électrique sur

des dispositifs planaires.

4.5.3.4 Bande passante

Nous nous proposons à présent d'étudier le comportement fréquentiel de la réponse du système électro-optique. Il s'agit, pour cela, de définir les différents éléments influant sur la bande passante globale du capteur. Les limitations sur la bande passante ont principalement trois origines :

- la bande passante de la chaîne de détection (photodiode et électronique associé),
- la bande passante liée au temps de vie des photons dans le cristal électro-optique,
- le temps caractéristique de l'effet électro-optique.

La bande passante de la chaîne de détection est principalement limitée par celle de la photodiode utilisée. Le comportement fréquentiel de cette dernière est comparable à celui d'un filtre passe-bas du premier ordre. Il existe, à l'heure actuelle, des modèles commerciaux présentant des fréquences de coupure de plus de 70 GHz (exemple des photodiodes U^2T XPDV3120R), excédant ainsi largement les gammes fréquentielles des applications visées ("grand public"). Outre le photo-détecteur, l'emploi d'un éventuel amplificateur peut également conduire à des limitations dans la gamme fréquentielle d'utilisation de l'appareil.

D'autre part, une seconde limitation forte est liée à la bande passante correspondant au temps de vie des photons au sein du cristal électro-optique. Cette bande passante s'obtient par transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle du cristal. Dans le cas d'un capteur basé sur la modulation d'état de polarisation, cette dernière s'apparente à un créneau temporel correspondant au temps de traversée effectif du cristal par l'onde optique :

$$\tau = \frac{2nL}{c} \quad (4.58)$$

La fréquence de coupure associée se détermine donc par transformée de Fourier de ce créneau temporel. Il vient alors :

$$f_c = \frac{0,443c}{2nL} \quad (4.59)$$

Remarquons que dans la zone plate de la réponse fréquentielle, le champ électrique à mesurer peut être considéré comme quasi-statique au regard du temps de parcours de l'onde optique au sein du cristal²². Il est également nécessaire de mettre l'accent sur le fait que la bande passante est inversement proportionnelle à la longueur du cristal.

Le dernier facteur d'influence de la bande passante globale du système de mesure est lié au temps caractéristique de l'effet Pockels. Celui-ci ne présente pas de limitations pénalisantes pour les applications visées puisque la fréquence de coupure qui lui est associée est de l'ordre d'une dizaine de THz. Il présente également une fréquence de coupure basse située entre quelques Hz et plusieurs kHz selon les cristaux, traduisant une dégradation des performances électro-optiques à basse fréquence. Cette coupure basse est liée à la présence de zones de charges d'espace dues à des impuretés chargées au sein du cristal. Selon leur densité et leur mobilité intrinsèque, ces impuretés peuvent écranter de manière plus ou moins conséquente le champ électrique à mesurer.

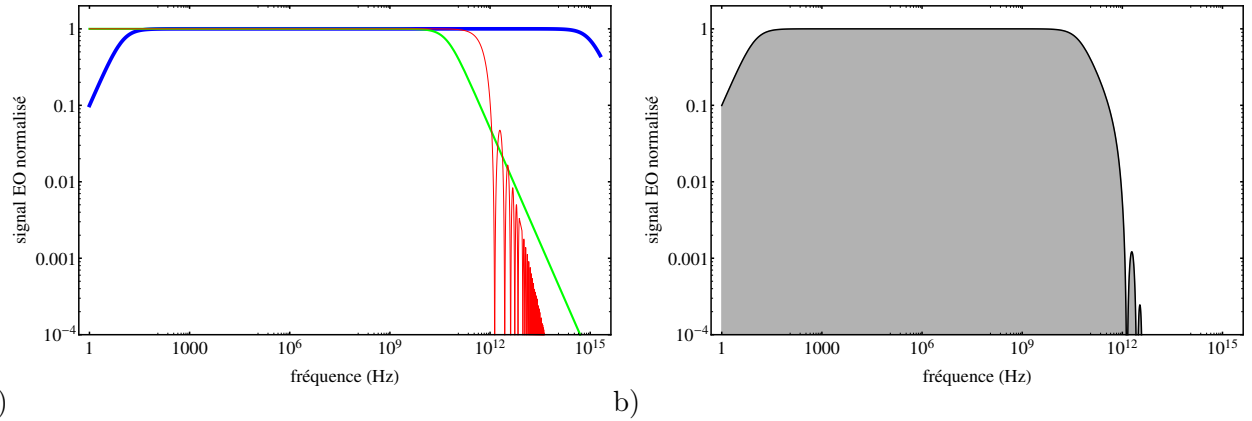


FIGURE 4.39: Bande passante théorique d'un système de mesure électro-optique basé sur la modulation d'état de polarisation. a) Bande passante de chaque facteur limitant : bande passante liée au temps d'établissement de l'effet Pockels (courbe bleue, présentant une fréquence de coupure basse de 10 Hz et une fréquence de coupure haute de 10¹⁵ Hz), bande passante de la photodiode (courbe verte, présentant une fréquence de coupure de 50 GHz), bande passante liée au temps de vie des photons au sein du cristal électro-optique (courbe rouge, établie pour un cristal d'une longueur de 100 μm et dont l'indice de réfraction vaut 2,18). b) Bande passante globale du système de mesure, déduite des trois précédentes.

La figure 4.39 présente, à partir des bandes passantes associées à chacun des facteurs précédemment évoqués, la bande passante globale du système de mesure. Nous avons jusqu'alors considéré un cas idéal, où la réponse en fréquence du capteur électro-optique est plate sur l'ensemble de sa gamme fréquentielle d'utilisation. Un exemple de mesure fréquentielle large bande

22. Lorsque cette considération n'est plus valide, il est possible de concevoir un arrangement optique tirant profit de la co-propagation du faisceau optique "sonde" et de l'onde véhiculant le champ électrique à mesurer.

est présenté en figure 4.40. L'application du champ est assuré par un monocône, dont l'apex est relié au port 1 d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA). Le signal issu du système EO est envoyé sur le port 2 de ce VNA.

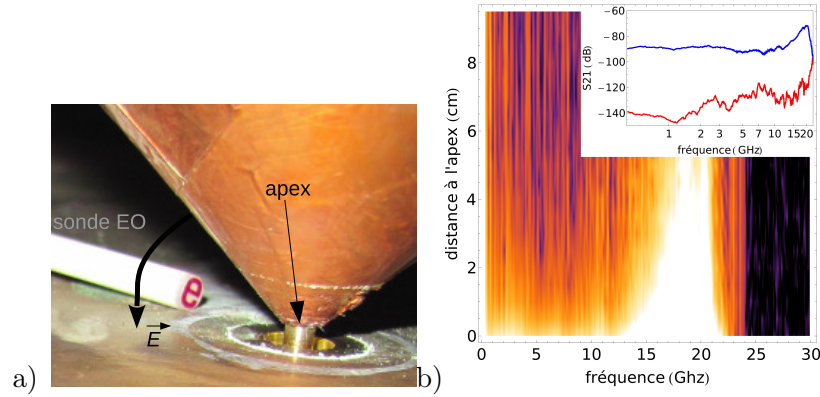


FIGURE 4.40: a) Photographie de la sonde placée de manière à mesurer la composante verticale du champ électrique. b) Mesure fréquentielle du champ électrique au sein de la structure monocône large bande, en fonction de la position de la sonde relativement à l'apex. bleu : mesure EO ; rouge : niveau de bruit.

Une dynamique de mesure de plus de 30 dB est observée sur la majeure partie de la bande de fréquence analysée. La remontée du signal en haute fréquence est attribuée à l'effet de lentille hyperfréquence induit par un enrobage multicouches diélectrique de la sonde EO²³. La chute de la réponse au-delà de 20 GHz correspond aux fréquences de coupure de la photodiode interne à l'unité de mesure. Par ailleurs, l'adaptation du VNA à l'impédance d'entrée du monocône n'est plus assurée au-delà de cette fréquence.

4.5.4 Caractérisation polarimétrique de champ électrique intense

Pour illustrer les possibilités de caractérisation de champ électrique très large bande et à grande dynamique, nous proposons ici une mesure polarimétrique d'un champ électrique disruptif. Une machine de Wimshurst est chargée de manière à délivrer un arc électrique. Ce type de machine électrostatique permet d'obtenir un champ électrique impulsionnel atteignant le champ de claquage dans l'air. De plus, une fois ce champ atteint la décharge a lieu, ce qui permet d'obtenir une bonne répétabilité de génération du champ²⁴. La sonde EO (incluant un cristal isotrope de Bismuth Silicon Oxide B_12SO_{20}) est placée entre les électrodes (figure 4.41). La sonde EO est enrobée de couches d'adaptation de permittivité pour maximiser la pénétration, dans le cristal, du champ externe à mesurer. L'instrument de mesure associé (eoSense de la société Kapteos), assurant le traitement de la modulation induite par le champ, est complément asservi et assure une mesure fiable même en cas de variation de température de la sonde.

L'arc électrique emprunte le chemin de plus fort champ et de plus faible champ disruptif. Le trajet suivi "préférentiellement" par la décharge correspond donc au plus proche voisinage du pourtour de la sonde. Une photographie de la décharge électrostatique est présentée en encart, sur la figure 4.41.a. Les évolutions temporelles des signaux analogiques correspondant aux

23. Selon les applications, les sondes peuvent être packagées avec enrobage diélectrique multicouches : d'une part pour augmenter le champ interne au cristal en assurant une adaptation de permittivité avec l'air environnant mais également pour des raisons de résistance mécanique des capteurs. L'étude relative à ces techniques d'adaptation de permittivité est décrite dans le manuscrit de thèse de Y. Gaeremynck [112].

24. D'autres dispositifs, tels des matériaux piézoélectriques excités mécaniquement ont été testés mais la décharge induite n'écrante pas la totalité du champ. Ce champ résiduel, associé au processus de décharge, conduit à des signaux temporels beaucoup plus complexes, la plupart du temps purement monocoup. L'évolution temporelle d'une composante du champ électrique associé à ce type de claquage a été analysée dans la cadre de la thèse d'A. Warzecha.

4.5. SONDE ÉLECTRO-OPTIQUE VECTORIELLE MULTICOMPOSANTE DU CHAMP ÉLECTRIQUE

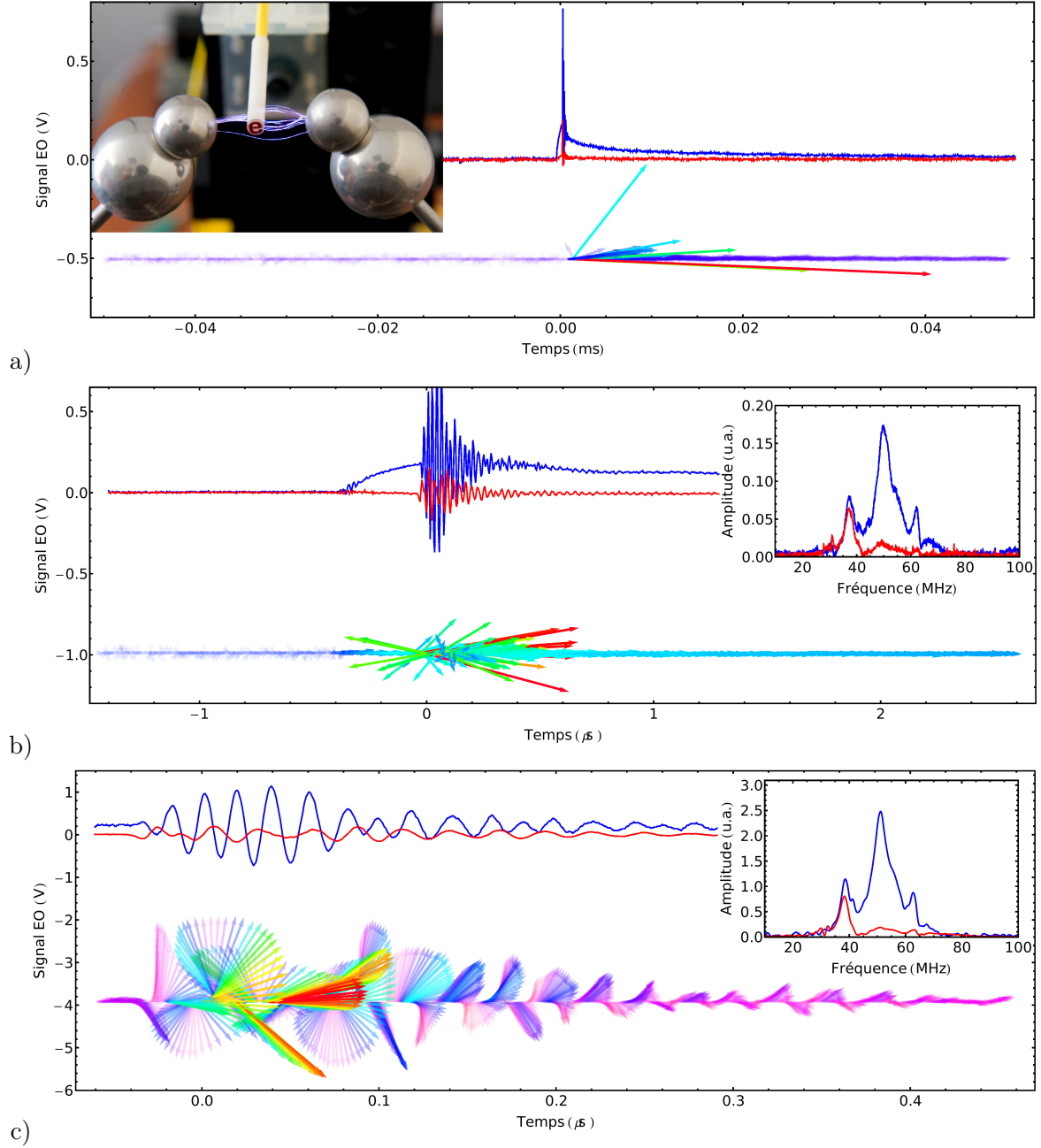


FIGURE 4.41: Mesure vectorielle monocoup du champ disruptif associé à une décharge électrique . Trois décharges ont été mesurées sur trois échelles de temps de plus en plus courtes, depuis environ 0.1 ms en a) jusqu'à 0.5 μ s en c). Les évolutions temporelles de E_x et E_y sont indiquées en bleu et rouge, respectivement. Le vecteur champ électrique transverse à la sonde est représenté en-dessous des courbes. a) L'encart illustre la mesure (plusieurs décharges appliquées à la sonde EO, photographiées avec un temps de pause de 1 s). b) et c) L'encart correspond à la transformée de Fourier des signaux temporels.

composantes transverses E_x et E_y du champ électrique sont visualisées simultanément sur un oscilloscope, et ce pour différentes fenêtres temporelles, depuis la milliseconde jusqu'à la microseconde. Le champ électrique augmente jusqu'au claquage (avant $t = 0 \mu s$ sur la figure 4.41.b). Puis le phénomène d'ionisation a lieu ; ce phénomène est oscillatoire et cette mesure démontre également un comportement rotatoire du champ électrique. De plus, ce résultat illustre des composantes fréquentielles en E_x et en E_y différentes (cf encart des figure 4.41.b et 4.41.c). Enfin, le profil temporel de ces signaux a pu être ajusté théoriquement en prenant en compte le champ initiateur, une oscillation plasma et le retour à l'équilibre [113].

Par ailleurs, la caractérisation temporelle des potentiels d'initiation de la décharge (évolution de la tension aux bornes des électrodes) a été faite, initialement à vide, puis avec un dipôle électrique placé entre les électrodes et enfin avec la sonde EO dans cet espace inter-électrode. Les résultats sont présentés en figure 4.42. Alors que le capteur EO n'induit pas de modification remarquable du comportement de la machine de Wimshurst, un dipôle métallique de taille centimétrique perturbe significativement la répartition du champ électrique. Ce dernier autorise en effet une ionisation pour des différences de potentiel bien inférieures (de l'ordre de 2 à 4 fois plus faible). **Ces résultats constituent, à notre connaissance, la première mesure polarimétrique, ponctuelle et non-invasive de champ électrique intense.**

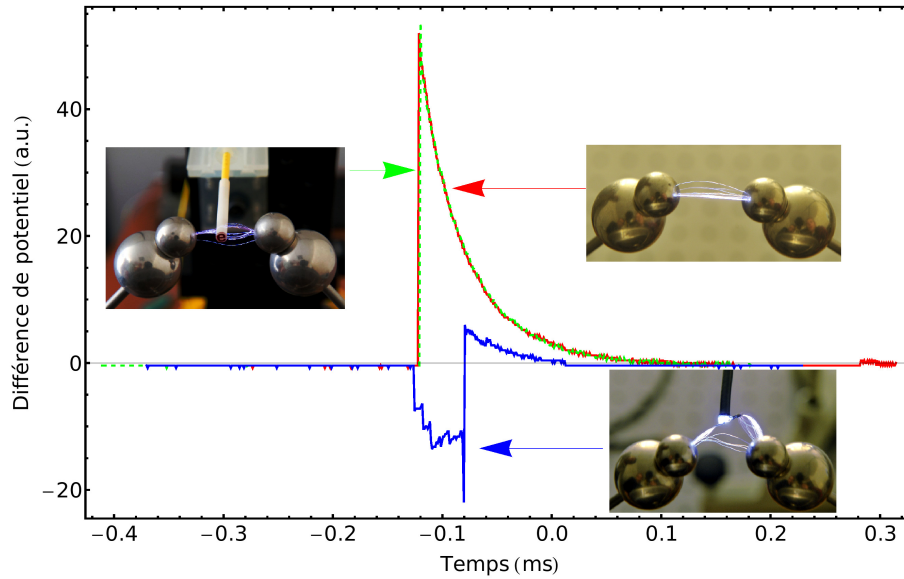


FIGURE 4.42: Influence du capteur sur l'évolution temporelle de la décharge. Mesure à vide (rouge), avec le capteur EO (vert) et avec le dipôle (bleu).

L'accès à la métrologie des champs forts a ouvert le champ d'applications de ces sondes EO diélectriques. Elles ont notamment été utilisées pour :

- la mesure de décharges partielles symptomatiques du dysfonctionnement de dispositifs haute tension [113, 114],
- l'analyse du champ rayonné par des sources et des antennes spécifiques au milieu de la Défense (et en lien avec les agressions électromagnétiques).
- la caractérisation du champ électrique associé à des plasmas froids [113] utilisés dans le milieu médical (pour améliorer la mouillabilité de prothèse ou encore pour accélérer la cicatrisation), ou à des "plumes" plasma dans le cadre de traitement de surface (de plaque silicium en micro-électronique ou de dispositifs micro-optiques).

Concernant cette dernière application, deux résultats inédits sont présentés en figures 4.43 et 4.44.

4.5. SONDE ÉLECTRO-OPTIQUE VECTORIELLE MULTICOMPOSANTE DU CHAMP ÉLECTRIQUE

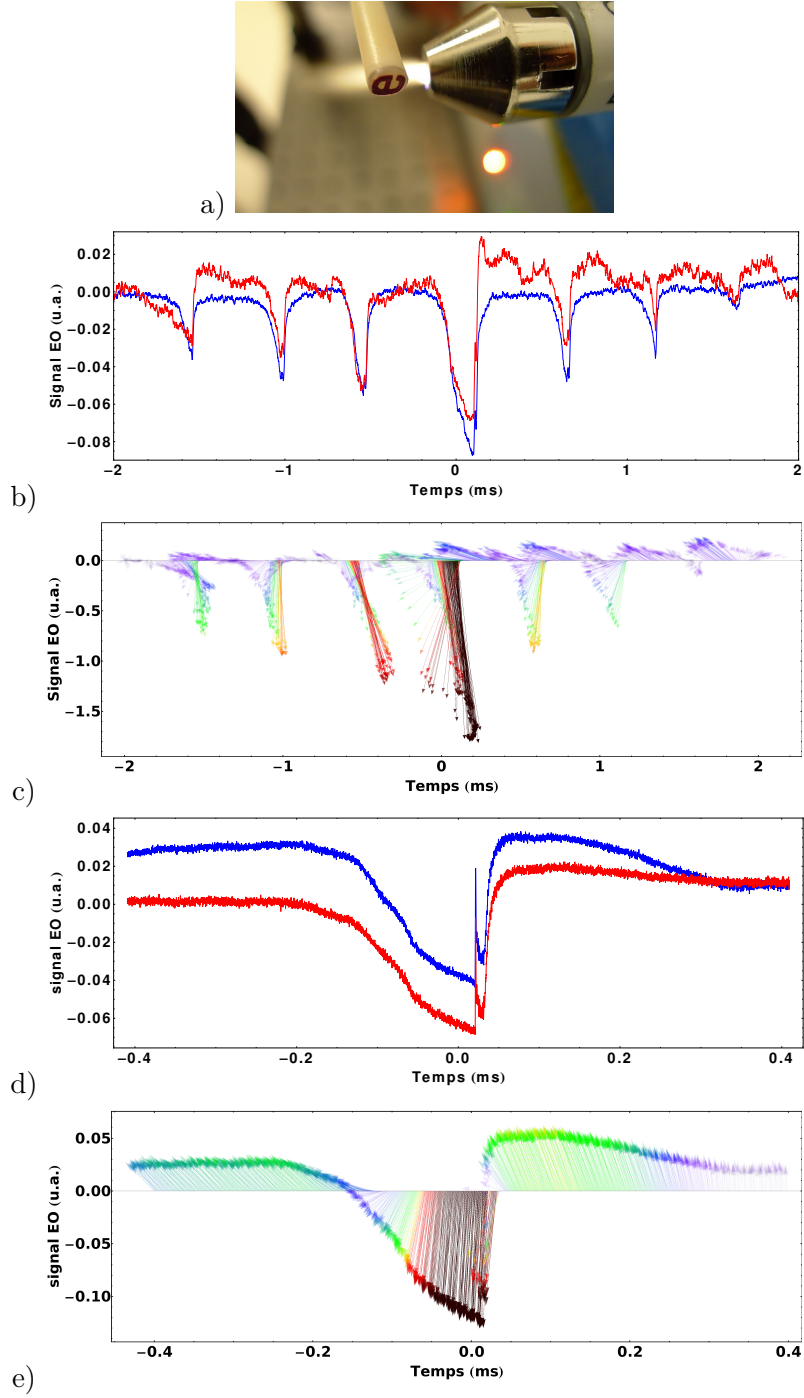


FIGURE 4.43: Mesures monocoup de l'évolution temporelle du vecteur champ électrique associé à un plasma dédié au traitement de surface. Le "Air Plasma-Jet" est délivré par un dispositif appelé PlasmaPen, de la société PVA-Tepla, et fourni par MB Electronic. L'ionisation du plasma est assurée par une source de tension CW à la fréquence de 50 Hz. Le champ électrique induit des décharges récurrentes (entre 5 et 7 décharges à chaque oscillation de la source). Les courbes rouge et bleue correspondent aux deux composantes transverses du champ électrique. Ces décharges sont observées en b) et c). Les figures d) et e) correspondent à un zoom sur un pic de champ électrique. Le retournement du vecteur est caractéristique d'une décharge induite par un champ supérieur au champ d'ionisation. Pour une meilleure lisibilité, tous les vecteurs ont subi une rotation de 50° .

4.5. SONDE ÉLECTRO-OPTIQUE VECTORIELLE MULTICOMPOSANTE DU CHAMP ÉLECTRIQUE

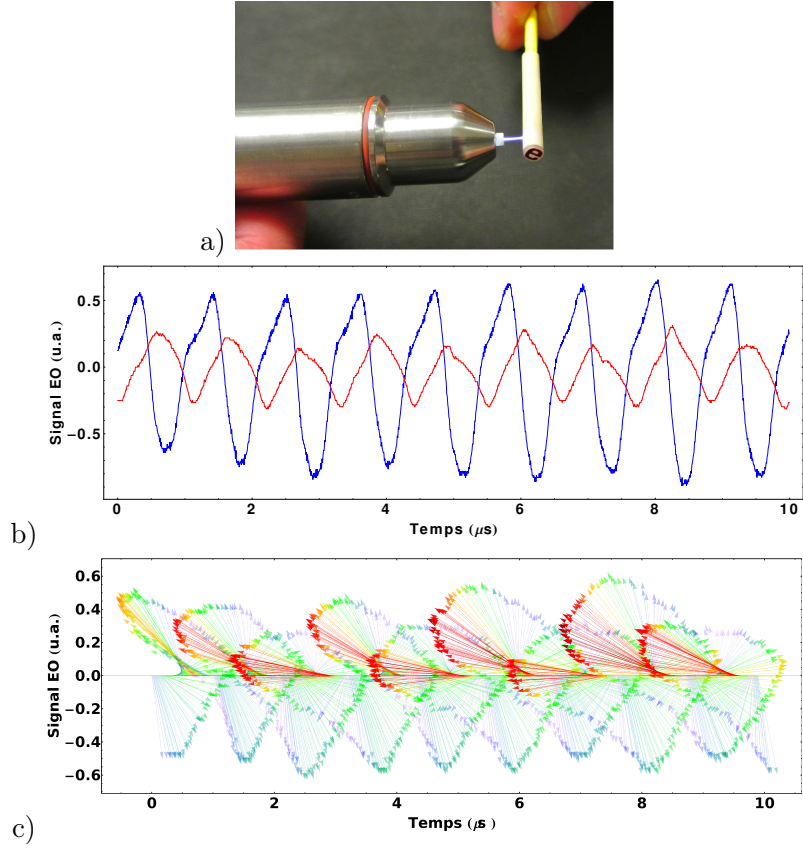


FIGURE 4.44: Mesure monocoup de l'évolution temporelle du vecteur champ électrique associé à un plasma froid. Le "Argon Plasma-Jet" est délivré par un dispositif appelé KinPen MED, de l'INP Greiswald. L'ionisation du plasma est continue et elle est assurée par une source de tension CW à la fréquence de 1 MHz. Les courbes rouge et bleue correspondent aux deux composantes transverses du champ électrique.

4.5.5 Mesure de la troisième composante du champ

Considérons ici un cristal isotrope de coupe cristalline $\langle 111 \rangle$. Dans cette configuration, l'influence du champ électrique sur les indices propres du cristal s'écrit de la manière suivante²⁵ :

$$\begin{aligned} n_+ &= n_0 + \frac{n_0^3 r_{41}}{\sqrt{6}} \vec{E}_\perp + \frac{n_0^3 r_{41}}{2\sqrt{3}} \vec{E}_\parallel \\ n_- &= n_0 - \frac{n_0^3 r_{41}}{\sqrt{6}} \vec{E}_\perp + \frac{n_0^3 r_{41}}{2\sqrt{3}} \vec{E}_\parallel \end{aligned} \quad (4.60)$$

avec $\vec{E}_\perp = E_Z$ et $\vec{E}_\parallel = (E_X, E_Y)$ les composantes du champ transverse et longitudinale au vecteur d'onde optique, dans le référentiel du laboratoire (X, Y, Z) . Autrement dit, E_\parallel est la composante colinéaire à l'axe $\langle 111 \rangle$ du cristal et E_\perp est celle transverse. n_0 est l'indice optique du cristal isotrope en l'absence de champ électrique et r_{41} son unique coefficient EO. Nous avons vu dans la section 4.5.1, qu'il était possible d'avoir accès à \vec{E}_\perp (module et orientation) via l'exploitation de la modulation d'état de polarisation. En effet, cette technique exploite l'influence du champ sur $\Delta n(\vec{E}) = n_+ - n_-$, qui ne dépend pas de E_\parallel (équation 4.60). Cette variation de la différence d'indice est sondée par une polarisation circulaire permettant de récupérer simultanément les images linéaire des E_X et E_Y .

Nous avons également remarqué dans la section 4.4.4, la correspondance linéaire entre les variations d'indice d'une cavité Fabry-Pérot et la puissance transmise/réfléchi pour une longueur d'onde de fonctionnement λ_w . Cette longueur d'onde travail correspond à une transmission de 75% (ou réflexion de 25%) dans le cas de cavité de haute finesse et sans perte. Dans ces conditions, la puissance optique transmise (ou réfléchi) P_{cav} sera la somme des puissances optiques P_+ et P_- , récupérées selon les deux axes propres d'indice n_+ et n_- . P_{cav} s'écrit de la manière suivante si les deux indices propres sont sondés de manière équilibrée²⁶ :

$$P_{cav} = P_+ + P_- \propto n_+ + n_- \propto \frac{n_0^3 r_{41}}{2\sqrt{3}} \vec{E}_\parallel \quad (4.61)$$

L'expression de P_{cav} n'est pas dépendante de la composante transverse \vec{E}_\perp du champ électrique. **Le cristal isotrope de coupe $\langle 111 \rangle$ en cavité agira donc comme un modulateur optique dont d'amplitude de sortie ne sera dépendante que de la composante longitudinale \vec{E}_\parallel du champ électrique.**

La démonstration expérimentale est présentée ci-après. La cavité est constituée du cristal, dont la réflexion en face avant est assurée par le coefficient de réflexion de Fresnel ($R_1 = 0.43$). Un miroir diélectrique de très haute réflectivité ($R_2 = 0.997$) est reporté sur la face arrière. La finesse de la cavité, supposée sans perte, atteint donc $F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \approx 7.4$ avec $R = \sqrt{R_1 R_2}$. Bien que cette finesse soit relativement faible, elle est suffisante pour permettre d'obtenir une modulation d'amplitude mesurable.

Le banc de mesure est très simple puisqu'il ne nécessite qu'une source optique, la cavité et une photodiode (figure 4.45.a). Une asservissement en longueur d'onde du laser assure la stabilité de la mesure sur le bon point de fonctionnement. La géométrie du dispositif sous test (figure 4.45.b) est définie de manière à générer trois composantes de champ électrique différentes. Ce dispositif est déplacé devant la sonde pour cartographier le champ électrique longitudinal à la sonde. 720 points de mesure ont permis d'obtenir la distribution présentée en figure 4.45.c.

Cette cartographie est en accord avec la distribution prévue par la simulation [112], avec des maxima au-dessus des zones cuivrées et des minima à équidistance du bord de ces zones. La

25. Ce résultat est obtenu en calculant les valeurs propres de l'ellipsoïde des indices du cristal dans l'orientation $\langle 111 \rangle$ et en projetant le champ dans le nouveau référentiel (celui du laboratoire).

26. Ce qui sera le cas avec une polarisation entrante circulaire.

4.5. SONDE ÉLECTRO-OPTIQUE VECTORIELLE MULTICOMPOSANTE DU CHAMP ÉLECTRIQUE

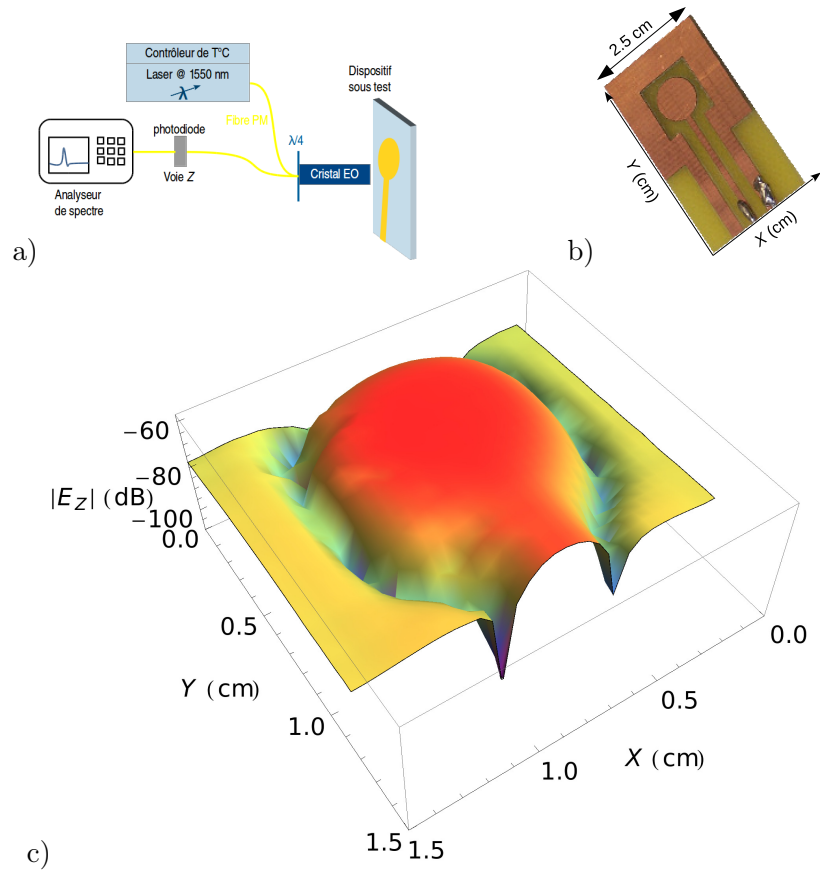


FIGURE 4.45: Mesure EO de la composante verticale E_Z du champ électrique (normale au dispositif) au voisinage d'une antenne planaire non résonnante. a) Schéma du banc expérimental. b) Photographie du dispositif planaire. c) Signal EO mesuré.

dynamique de mesure dépasse 50 dB. Par ailleurs, l'ensemble des mesures a été réalisé sur plus de 2 h, durant lesquelles la stabilité a été assurée à mieux que 0,4 dB.

4.6 Conclusion et avancées

Les sondes EO fibrées, dédiées à la caractérisation de champ électrique, sont développées depuis le début des années 2000. Ces capteurs offrent une dynamique de mesure dépassant les 100 dB, une bande passante de plusieurs dizaines de GHz (pour des mesures temporelles monocoup), une résolution spatiale millimétrique et un champ minimal détectable inférieur à $1 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. Ils sont de plus de constitution diélectrique, minimisant la perturbation induite sur le champ à mesurer. Les travaux présentés dans ce manuscrit ont contribué au développement des sondes optiques de mesure de champ électromagnétique. Ces contributions sont résumées ci-dessous.

La première avancée majeure associée au développement de capteur EO, basé sur des cristaux anisotropes, concerne la température. Alors que l'influence de la température sur les mesures EO de champ électrique limitait l'utilisation de ce type de sonde, ce défaut est devenu un atout lorsqu'il a pu être compensé : les paramètres d'asservissement de la mesure EO sont eux-même indicateurs des évolutions thermiques du milieu dans lequel baigne le champ électrique. Au-delà de permettre à la technologie EO d'être concurrentielle face aux techniques plus usuelles (antennes métalliques), elle a permis, dans le domaine du bioélectromagnétisme de faire une mesure duale champ/température du taux d'exposition d'un milieu biologique soumis à un rayonnement radiofréquence non ionisant. Néanmoins, l'utilisation de cristaux anisotropes ne permet de caractériser qu'une seule composante du champ électrique. Lorsque l'orientation du vecteur champ électrique est inconnue, sa caractérisation nécessite trois mesures successives. Dans le cas d'un champ électrique imposé, le cristal agit comme un modulateur (et non comme un capteur vectoriel). Cette transduction EO a, par exemple, été utilisée pour le déport par voie optique d'antenne RMN et même d'améliorer la sensibilité de mesure sans détériorer la bande passante et la dynamique.

Les cristaux EO isotropes possèdent, en général, une efficacité EO plus faible que les cristaux anisotropes. Néanmoins, ils possèdent deux avantages de rupture :

- leur distribution d'indice est une sphère quelque soit l'évolution de l'environnement thermique. Cette propriété conduit à une mesure de champ électrique intrinsèquement insensible à la température.
- la biréfringence, induite par le champ électrique au sein d'un tel cristal, permet non seulement d'extraire le module du champ électrique transverse mais également son orientation via l'angle des axes propres. Cette propriété autorise la caractérisation de deux composantes du vecteur champ électrique avec un unique faisceau sonde et un unique cristal.

Les capteurs basés sur ce type cristal ont permis de caractériser le champ électrique de manière polarimétrique et ultra large bande, et ce depuis des valeurs inférieures au V/m jusqu'à plusieurs MV/m. Ces sondes ont déjà démontré leurs performances pour de nombreux domaines d'applications, dans les domaines des plasmas, de la Défense, de l'énergie, ... Le développement d'une pince voltmétrique sans contact est en cours et la preuve de concept a été validée [115] : les tensions, phases et positions respectives des conducteurs d'un câble multiphasé peuvent être accessibles par l'analyse de la distribution spatio-temporelle du champ rayonné autour du câble et la résolution d'un problème inverse.

Concernant les techniques de mesures EO, les modulations de phase et d'état de polarisation sont majoritairement utilisées que ce soit au sein de laboratoires de recherche ou pour des applications industrielles. Néanmoins, l'utilisation d'un cristal EO en cavité permet de moduler directement l'amplitude de l'onde optique, conduisant à un banc expérimental de topologie simplifiée. Surtout, l'effet Fabry Pérot augmente la longueur effective du cristal, vu par l'onde optique et réduit donc la dimension du capteur pour une sensibilité et une bande passante données. Des sondes de résolution spatiale transverse de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ ont été réalisées et caractérisées. Enfin, en utilisant cette modulation d'amplitude additionnellement à la modulation d'état de polarisation au sein d'un cristal EO isotrope de coupe $\langle 111 \rangle$, il est possible d'effectuer une mesure rigoureusement vectorielle du vecteur champ électrique : une caractérisation ponctuelle et simultanée des trois composantes du champ, en amplitude et en phase. Une "sonde vectorielle

3 composantes" est en cours de réalisation et après sa caractérisation, ses performances seront initialement démontrées pour la cartographie en champ proche de dispositifs planaires ainsi que dans le domaine du bioélectromagnétisme pour la mesure absolue du taux d'exposition de milieux biologiques.

Par ailleurs, les travaux en cours concernent également la conception de sonde EO à très haute sensibilité pour couvrir les besoins associés à la compatibilité électromagnétique. L'adjonction de micro-métallisations (ou de matériaux haute permittivité) permettra d'augmenter significativement le champ interne au cristal, vu par l'onde optique, et donc d'améliorer l'amplitude de la réponse du capteur. Le compromis sensibilité/bande passante/perturbation induite a déjà été exhaustivement étudié et la conception d'un tel capteur a été validé par simulation numérique.

Génération, manipulation et détection de champ électrique dans le domaine térahertz

Les accomplissements réalisés en optique non-linéaire et en optoélectronique ont également permis de m'impliquer naturellement dans l'activité majeure du groupe PHOTO de l'IMEP-LAHC (site du Bourget du Lac¹), qui est tournée sur la **spectroscopie térahertz dans le domaine temporel**. Mes travaux associés à la gamme spectrale térahertz (THz) concernent majoritairement la manipulation de plasmon de surface ainsi que l'ajustement et l'analyse très large bande de la polarisation associée des champs impulsions THz.

5.1 Introduction à la spectroscopie térahertz dans le domaine temporel

5.1.1 Introduction

Le spectre térahertz marque la frontière entre les domaines optique et micro-onde. Un grand nombre de phénomènes physiques peut se manifester dans cette plage de fréquences dont les premières études ont débuté avec la célèbre expérience de transmission des ondes électromagnétiques de Hertz [116], pour le bas du spectre (micro-ondes). Elles se sont poursuivies à la fin du XIX^e siècle grâce aux travaux de Nichols et de J. Bose [117, 118]. Cela a stimulé un grand nombre de travaux dans ce domaine, appelé alors l'infrarouge très lointain (FIR : far infra-red) [119], qui ont conduit à la mise au point de techniques très abouties, comme la spectroscopie à transformée de Fourier, et à l'obtention de résultats scientifiques de premier ordre, en particulier l'étude des spectres de vibration et rotation moléculaire. Cependant, dans les années 80, l'émergence de lasers femtosecondes performants et fiables a permis de construire des expériences optoélectroniques [10, 11, 120–122] d'investigation de l'infrarouge lointain, qui sont simples, compactes et sensibles. De ce fait, les activités de recherche dans l'infrarouge lointain ont été relancées de façon spectaculaire. En particulier, ces techniques optoélectroniques permettent de réaliser des mesures dans le domaine temporel, inaccessible par des méthodes classiques. En effet, les lasers ultra brefs qui délivrent des impulsions dont la durée est de quelques dizaines de femtosecondes permettent la génération d'impulsions électriques brèves picosecondes ou sub-picoseconde, dont les composantes spectrales s'étendent au-delà du THz. Techniquement, le domaine spectral est atteint en réalisant une transformée de Fourier numérique des signaux temporels enregistrés, l'enregistrement d'événements aussi brefs étant possible grâce à des techniques d'échantillonnage. Cette méthode de génération cohérente a ouvert de nouvelles voies pour l'étude des phénomènes dont les fréquences se situent entre les micro-ondes et le spectre infrarouge.

1. Le laboratoire IMEP-LAHC est bi-localisé, avec un pôle sur le site du Bourget du Lac, sous la tutelle de l'Université de Savoie et un pôle grenoblois, sous la tutelle de Grenoble INP.

Le rayonnement de ces impulsions dans l'espace libre à l'aide d'antennes conduit à de nouveaux moyens expérimentaux de caractérisation comme la spectroscopie THz résolue en temps [123]. Ce type de spectroscopie a connu un développement important au cours des deux dernières décennies, car la bande de fréquence THz forme une région très intéressante du spectre électromagnétique pour plusieurs raisons, notamment l'excitation de phonons dans les cristaux, de résonances moléculaires dans les gaz, de niveaux énergétiques intra-bande dans les puits quantiques, de résonance plasma des porteurs libres, etc. Ces phénomènes physiques expliquent la sensibilité du rayonnement THz aux substances polaires, telles que l'eau, et son insensibilité aux substances non polaires, rendant la poussière, le plastique, et même les vêtements presque transparents. C'est pourquoi des travaux importants sont menés pour fabriquer des capteurs et dispositifs utilisant les ondes THz [124], en vue d'applications comme la caractérisation de matériaux, la détection de molécules (les polluants atmosphériques par exemple) et l'imagerie THz [125–127]. L'imagerie dans cette gamme de fréquence laisse présumer des applications particulièrement prometteuses par exemple dans la sécurité, ou le domaine médical. Dans ce dernier secteur, on peut noter les travaux de l'équipe de Pickwell qui envisage la détection de tissus cancéreux *in vivo*. En effectuant des mesures en réflexion sur la peau, on a pu distinguer les différents teneurs en eau de la peau des sujets. En exploitant la réponse différente entre les régions saines et malades, qui ont une teneur en eau différente, il devient donc possible de détecter aisément les régions cancéreuses [128]. Enfin, les applications de communication, très prospectives pour l'instant, offrent à la fois un très haut débit d'information et une bonne isolation des différentes boucles locales entre elles grâce à la forte absorption de l'atmosphère [129].

5.1.2 Échantillonnage en temps équivalent

Il n'existe pas actuellement d'appareil électronique dont la bande passante soit bien supérieure à 100 GHz, donc capable de mesurer directement des signaux électriques sub-picosecondes. Cependant, il est possible de caractériser ces signaux ultra courts avec un système de mesure lent en utilisant la technique d'échantillonnage en temps équivalent. L'échantillonnage en temps équivalent permet en effet de caractériser des signaux très rapides à l'aide de systèmes de mesure dont la bande passante est bien inférieure à celle du signal mesuré. Le signal doit être mesuré en un instant t par une impulsion optique via un phénomène physique rapide mettant en jeu une interaction lumière/champ électrique. Si ce signal est périodique, cette mesure peut être répétée sur toutes les périodes, des échantillons du signal étant prélevés à des temps différents (figure 5.1). Le signal peut alors être reconstitué à partir de cette série de mesures ponctuelles. Ceci n'est possible que si le signal à mesurer est parfaitement périodique et s'il peut être synchronisé avec le signal utilisé pour la mesure.

Cette synchronisation est facilement obtenue lorsque ces signaux sont tout deux générés optiquement puisqu'un faisceau optique impulsionnel peut être divisé en deux à l'aide d'une lame semi réfléchissante. Les impulsions du premier faisceau génèrent le signal et celles du deuxième faisceau mesurent le signal généré. En retardant l'impulsion optique de mesure par rapport au signal électrique à échantillonner, il est donc possible de mesurer la trace d'intercorrrelation du signal électrique avec la forme de la fenêtre temporelle de la mesure. Pour obtenir une bonne résolution temporelle le signal à mesurer est supposé ne pas trop varier pendant la durée d'un point de mesure. Il est donc impératif que cette fenêtre temporelle soit très courte par rapport aux variations du signal à mesurer. Seuls des signaux périodiques peuvent être échantillonnés de la sorte. Dans notre cas, le retard temporel est obtenu grâce à une ligne à retard optique dont l'incrément spatial détermine l'échelle des

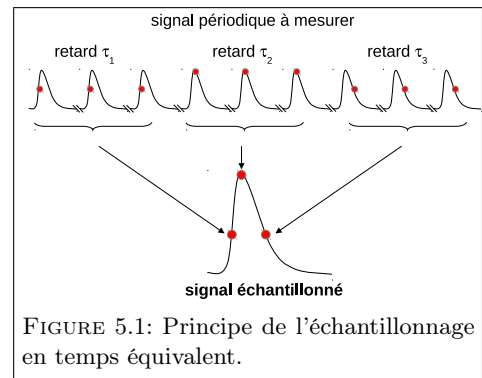


FIGURE 5.1: Principe de l'échantillonnage en temps équivalent.

temps. Les mesures sont donc effectuées non pas en temps réel, mais en temps équivalent dont la correspondance se déduit de l'incrément spatial de la ligne à retard optique.

Cette technique a été utilisée dans l'intégralité des travaux présentés dans la suite de ce chapitre.

5.2 Focalisation de plasmons de surface THz

5.2.1 Introduction

Un plasmon de surface (SP) est une onde électromagnétique qui se propage à l'interface entre un milieu diélectrique et un milieu conducteur. En régime THz, les pertes ohmiques des métaux sont très faibles ce qui permet une propagation des SP sur de longues distances. Des longueurs de propagation de l'ordre de quelques dizaines de centimètres pour une extension transverse de quelques millimètres peuvent être obtenues [130–132]. Ces valeurs sont suffisantes pour nombre d'applications, notamment pour la spectroscopie plasmonique. Parmi les techniques qui peuvent être utilisées pour exciter un SP, le réseau de couplage est certainement la méthode la plus efficace pour effectuer la conversion d'une onde plane se propageant en espace libre vers un SP. Comparativement aux coupleurs à prisme [133] ou à une lame métallique mince excitant un SP par diffraction [134], les réseaux sont compacts, bidimensionnels et sélectifs en fréquence. De plus, la réalisation de ce type de dispositif est relativement aisée car leur période est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde. Ainsi, des sillons, régulièrement espacés d'une distance sub-millimétrique, gravés sur une plaque d'aluminium constituent un réseau de couplage plasmonique THz.

Les travaux décrits dans cette section portent sur la conception, la réalisation et la caractérisation d'un dispositif assurant à la fois le couplage, la focalisation et le découplage d'un SP dans le domaine THz. Nous proposons, en effet, d'étudier un réseau possédant des sillons ellipsoïdaux comme coupleur des SP [135]. Nous verrons que cette géométrie de réseau permet de coupler mais aussi de focaliser les SP sur une tâche proche de la limite de diffraction. Des études de Nahata *et al.* portant sur un unique sillon circulaire éclairé à incidence normale [136, 137], ont démontré la possibilité de focaliser ainsi les SP. Nahata *et al.* ont étudié aussi l'incidence du nombre de sillons circulaires centrés sur un trou pour exalter la transmission extraordinaire [138]. Pour un ensemble de sillons circulaires concentriques, il est possible d'obtenir une exaltation du couplage pour certaines fréquences. La monochromaticité et l'efficacité de couplage est clairement fonction du nombre de sillons éclairés. Cependant, nous verrons dans notre partie théorique que le cas du sillon circulaire n'est valable qu'en incidence normale. Pour coupler un SP sous une incidence quelconque une géométrie elliptique des sillons est nécessaire. Nous nous proposons d'étudier un dispositif résonnant de couplage et de focalisation de SP en incidence non normale par un ensemble de sillons elliptiques confocaux.

5.2.2 Éléments de théorie

Pour cela, considérons une onde plane THz, de vecteur d'onde k_i , arrivant sur le réseau avec un angle θ par rapport à la normale. La loi de conservation des vecteurs d'onde impose pour le SP couplé la relation suivante :

$$k_i + mk_g = k_{sp} \quad (5.1)$$

avec

- la composante associée à l'onde incidente : $k_i = \frac{2\pi f}{c} \sin \theta \cos \alpha$, f étant la fréquence THz et α , l'angle par rapport à l'axe du réseau (porté par la direction x sur la figure 5.2.a) ;
- la composante associée au réseau : $k_g = \frac{2\pi}{d(\alpha)}$, $d(\alpha)$ étant le pas du réseau pour un angle α ;

— la composante associée au SP : $k_{SP} = \frac{2\pi f}{c}$.

L'équation 5.1 peut se réécrire de la manière suivante, en supposant que l'indice effectif vu par le SP est $n_{eff} \approx 1$ (cas d'une interface entre un conducteur parfait et le vide) :

$$\sin \theta \cos \alpha + m \frac{\lambda}{d(\alpha)} = 1 \quad (5.2)$$

Le réseau envisagé doit focaliser un SP, à même fréquence et pour toutes les directions α . Le pas du réseau dépendra donc de α , de la manière suivante :

$$d(\alpha) = m \frac{\lambda}{1 - \sin \theta \cos \alpha} \quad (5.3)$$

La valeur particulière sur l'axe x du réseau est notée d_0 . Cette valeur, définie pour $\alpha = 0$, permet d'écrire :

$$\frac{d(\alpha)}{d_0} = \frac{1 - \sin \theta}{1 - \sin \theta \cos \alpha} \quad (5.4)$$

Cette équation nous donne la périodicité nécessaire des sillons assurant le couplage d'une onde arrivant sous une direction oblique α . Le motif obtenu est un ensemble d'ellipses confocales [135, 139] dont l'équation est donnée par :

$$\frac{(x - a - nd_0)^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (5.5)$$

avec $a = \frac{O_n F}{1 - \sin \theta}$ et $b = O_n F \frac{1 + \sin \theta}{\cos \theta}$, F étant le point focal et O_n la position du sillon n en $\alpha = 0$.

Remarquons que, pour des faisceaux paraxiaux et pour une incidence normale ($\theta = 0$), l'équation 5.5 correspond alors à un réseau constitué de cercles concentriques (voir ligne en pointillé sur la figure 5.2.b).

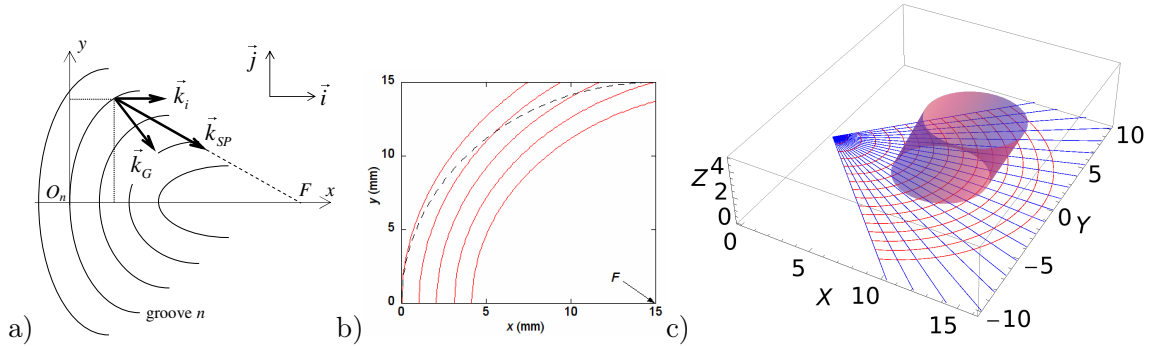


FIGURE 5.2: a) Représentation schématique du dispositif. b) Réseau elliptique calculé (et comparaison avec un réseau circulaire, en pointillé). c) Réseau elliptique calculé (en rouge), vecteur d'onde associé au réseau (en bleu) et faisceau incident à 25° pour le couplage et la focalisation d'un SP à 500 GHz.

5.2.3 Démonstration expérimentale

Le dispositif, réalisé pour l'étude expérimentale du couplage et de la focalisation du SP, inclut deux réseaux identiques incurvés, dont les points focaux sont confondus (voir l'encart de la figure 5.3). La courbure et le pas des sillons sont définis par l'équation 5.2. La période d_0 est ici de 1,04 mm, excitant ainsi un SP à $f = 0,5$ THz sous une incidence de 25° , à l'ordre $m = 1$. Ces réseaux sont séparés par une distance de 1 cm et sont gravés sur une plaque de durallium. Le premier réseau couple l'onde plane incidente vers le SP et le focalise. Le second réseau permet de diffracter le SP vers le détecteur.

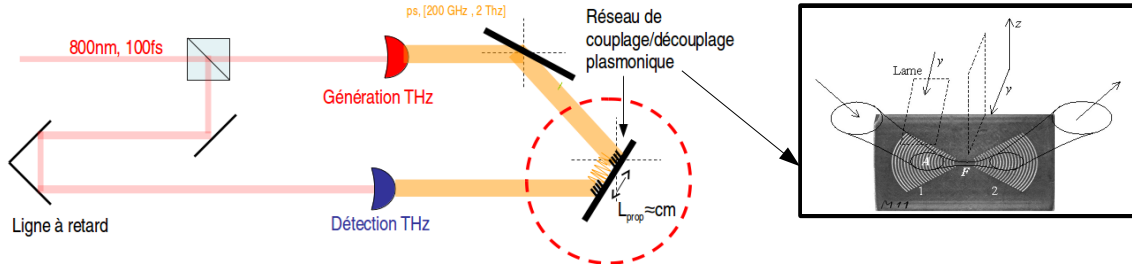


FIGURE 5.3: Banc expérimental dédié à la caractérisation plasmonique. L'émetteur et le détecteur THz sont des antennes photoconductives (LTG-GaAs) excitées par impulsions optiques femtosecondes. L'encart présente une photographie du dispositif réalisé.

La résolution spectrale de l'expérience est ici limitée par le débattement de la ligne à retard et atteint dans notre cas 18 GHz. La trace temporelle du SP mesuré est présentée en figure 5.4.a. Le spectre associé est quant à lui indiqué en 5.4.b et comparé à la réponse fréquentielle en réflexion d'un réseau. Cette comparaison montre bien que les composantes spectrales non réfléchies ont bien été couplées sous forme de plasmon. La fréquence centrale est 527 GHz. La différence entre cette valeur et la valeur attendue peut s'expliquer par une légère erreur sur l'angle d'incidence, qui serait alors de $26,9^\circ$.

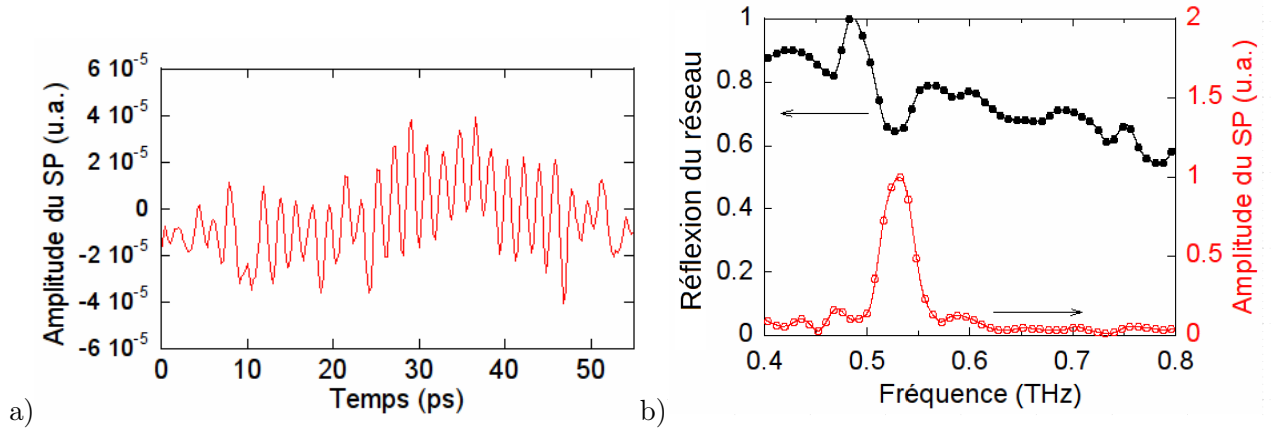


FIGURE 5.4: a) Profil temporel mesuré du SP. b) Coefficient de réflexion du réseau et spectre du SP couplé, propagé et découplé.

Le pouvoir focalisant de ce dispositif est démontré en effectuant une mesure de la taille du SP aussi bien juste avant le réseau de couplage (pour connaître la taille du faisceau incident), qu'au niveau de la focale du dispositif. Ces mesures sont effectuées à l'aide d'une technique dite du "couteau" ("Knife edge method"). Le faisceau est initialement bloqué par une lame. Le décalage progressif de cette lame libère le faisceau. Le signal mesuré correspond alors à l'intégrale de la distribution de l'onde à caractériser. Les deux positions de la lame sont indiquées sur la photographie de la figure 5.3.

Le résultat est proposé en figure 5.5.a. Les points de mesure sont ajustés par des fonctions d'erreur dont la dérivée nous donne le profil gaussien des faisceaux. Alors que le waist du faisceau incident est de $w_i = 4,17 \pm 0,1$ mm, le confinement latéral au point focale nous donne $w_f = 1,02 \pm 0,1$ mm. De plus, cette valeur du waist au point focale est très proche de celle obtenue en limite de diffraction qui est de $0,9$ mm². **Ce réseau à sillons elliptiques a donc assuré non seulement le couplage d'un SP mais agit également comme une lentille plasmonique qui a permis de le focaliser en un point dont la dimension transverse n'excède pas**

2. Cette valeur est déterminée en considérant un faisceau incident de dimension transverse $2 w_i$ et avec une focale équivalente de 2 cm, ce qui est le cas dans le cadre de l'expérience.

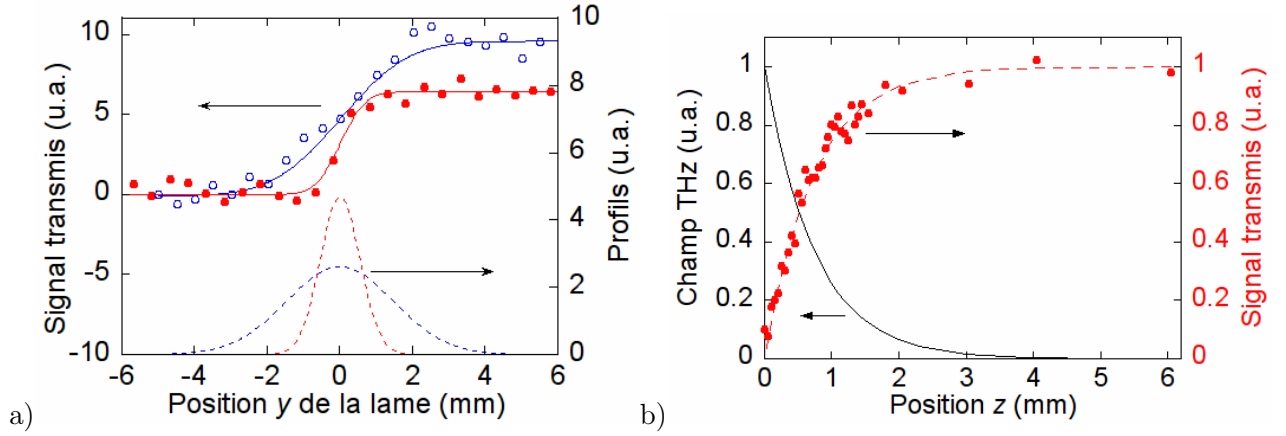


FIGURE 5.5: a) Distribution spatiale transverse du SP (en rouge) et comparaison avec le profil du faisceau incident (en bleu). La distribution spatiale déterminée à partir des mesures est indiquée en pointillé. b) Extension verticale du SP.

1,7 λ à 527 GHz.

Par ailleurs, le résultat obtenu en figure 5.4 a permis d'extraire la largeur de la résonance plasmonique qui est de $\Delta f = 50$ GHz à mi-hauteur. On peut en déduire une résolution spectrale donnée par $R_{meas} = \frac{f_{SP}}{\Delta f} \approx 10,5$. Ce résultat est également très proche des attentes théoriques, déterminé par $R_{th} = mN \approx 8$ avec $m = +1$ l'ordre de diffraction et $N = \frac{2w_i}{d}$ le nombre de traits illuminés.

Enfin, une dernière analyse porte sur l'extension du SP dans l'air. La distribution normale au dispositif (selon z) est mesurée avec cette même technique de la lame. L'évolution du champ THz est décroissant avec une variation exponentielle, démontrant le caractère évanescent du SP dans la direction perpendiculaire à l'interface air/métal (figure 5.5.b). La hauteur en $1/e$ est ici de 0.75 mm. Cette valeur est très inférieure aux attentes théoriques (d'un facteur supérieur 100). Cette différence a déjà été observée [131, 132, 140] et peut être partiellement expliquée par la présence d'une couche diélectrique parasite à la surface du dispositif. Néanmoins, cette décroissance est tellement significative qu'elle est plus en accord avec les démonstrations de Hendry *et al.* portant sur l'évanescence du champ sur des structures périodiques [141–143].

5.3 Émission THz polarimétrique par redressement optique

5.3.1 Intérêt de l'étude

Le contrôle et l'ajustement de l'état de polarisation d'une onde THz s'avèrent essentiels pour bon nombre d'application tels :

- la spectroscopie THz de milieux anisotropes, [144–147]
- l'ellipsométrie THz [148–150],
- les études portant sur le THz non-linéaire [151–153],
- la plasmonique de surface THz [135, 154, 155],
- le guidage d'onde THz [156–158]

Dans ce contexte, des lames d'onde THz sont majoritairement utilisées pour manipuler l'état de polarisation THz. Ces dernières peuvent être réalisées à partir de matériaux biréfringents (comme du quartz) [159], de structures sub-longueur d'onde, métalliques ou diélectriques [160, 161] ou encore avec du papier ou du bois [162, 163]. Ces lames sont placées sur le chemin emprunté par le faisceau THz et peuvent induire des pertes ou des décalages spatiaux. Leur orientation (azimutale, et polaire dans certain cas) doit être précisément définie. Enfin, ce type de dispositif est intrinsèquement limité en bande passante [164].

Dans cette section, nous allons présenter une technique de redressement optique exploitée au sein d'un cristal non-linéaire de classe cubique pour assurer l'émission d'ondes THz à polarisation ajustable et ce, sur une très grande bande passante. L'accordabilité de l'orientation de cette polarisation THz est assurée simplement grâce la rotation d'une lame d'onde optique agissant sur le faisceau excitation.

Avec la photoconduction dans des antennes semi-conductrices [165], le redressement optique constitue une des techniques les plus employées pour générer un rayonnement THz large bande via un pompage par laser femtoseconde [165–168]. Cet effet non-linéaire du second ordre n'existe que dans les cristaux non-centrosymétriques. Parmi ces derniers, les cristaux cubiques (classes cristallines $\bar{4}3m$ et 23) sont isotropes, ce qui permet, comme expliqué ci-après, de sélectionner l'orientation du champ THz émis.

La première partie de cette section est consacrée à l'étude exhaustive théorique du redressement optique dans les cristaux cubiques. Cette approche analytique est ensuite validée par les résultats expérimentaux obtenus avec un cristal de Tellure de Zinc (ZnTe), qui dans une coupe $\langle 111 \rangle$ permet d'obtenir une efficacité non linéaire transverse isotrope et donc de générer un champ THz quelque soit la polarisation optique incidente. Ce cristal possède de plus de très bonnes propriétés d'accord de phase requise pour une émission optimisée large bande [165, 169, 170].

5.3.2 Redressement optique dans les cristaux de classe cubique

Le redressement optique au sein de cristaux Zinc Blende implique le tenseur de susceptibilité \overleftrightarrow{d} suivant, dans lequel un seul coefficient d_{14} apporte sa contribution :

$$\overleftrightarrow{d} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

Le champ électrique THz généré \vec{E}_Ω est proportionnel à la polarisation non-linéaire \vec{P} et varie quadratiquement avec le champ électrique optique \vec{E}_ω . Dans le référentiel du cristal, appelé

$\mathcal{R}_{crystal} = (X, Y, Z)$, le champ \vec{E}_Ω prend la forme suivante :

$$\vec{E}_\Omega \propto \begin{bmatrix} P_X \\ P_Y \\ P_Z \end{bmatrix} = \overleftrightarrow{d} : \vec{E}_\omega \vec{E}_\omega = \overleftrightarrow{d} : \begin{bmatrix} E_{\omega,X}^2 \\ E_{\omega,Y}^2 \\ E_{\omega,Z}^2 \\ 2E_{\omega,Y} E_{\omega,Z} \\ 2E_{\omega,X} E_{\omega,Z} \\ 2E_{\omega,X} E_{\omega,Y} \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

Dans le référentiel du laboratoire (x, y, z) , l'onde optique se propage selon la direction z et attaque le cristal sous une incidence normale. Le champ optique de pompe est orienté avec un angle ψ et s'écrit $\vec{E}_\omega = (E_{\omega,x}, E_{\omega,y}, 0) = (E_0 \cos \psi, E_0 \sin \psi, 0)$. Dans $\mathcal{R}_{crystal}$, ce champ est exprimé en fonction d'un angle azimutal θ , autour de y et d'un angle radial φ , autour de z . En utilisant ce système de coordonnées sphériques, ce champ optique \vec{E}_ω s'écrit :

$$\begin{bmatrix} E_{\omega,X} \\ E_{\omega,Y} \\ E_{\omega,Z} \end{bmatrix} = E_0 \begin{bmatrix} \cos \theta \cos \varphi \cos \psi - \sin \varphi \sin \psi \\ \cos \theta \sin \varphi \cos \psi + \cos \varphi \sin \psi \\ -\sin \theta \cos \psi \end{bmatrix} \quad (5.8)$$

Les équations précédentes conduisent à l'efficacité de génération THz. L'expression de $|\vec{P}|$, en fonction de θ, φ et ψ est alors donnée ci-dessous :

$$\begin{aligned} |\vec{P}| &= 2d_{14}E_0^2 [\sin^2 \theta \cos^2 \psi \times (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \psi) \\ &\quad + (\cos \theta \cos \varphi \cos \psi - \sin \varphi \sin \psi)^2 \\ &\quad \times (\cos \theta \sin \varphi \cos \psi + \cos \varphi \sin \psi)^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (5.9)$$

Comme la génération du champ THz est proportionnelle à $|\vec{P}|(\theta, \varphi, \psi)$, il est possible de trouver une efficacité maximale atteignable notée $|\vec{P}|_{max}(\theta, \varphi) = \eta(\theta, \varphi)$, valable pour une valeur spécifique de ψ (c'est-à-dire pour une orientation définie de la polarisation optique de pompe). La représentation sphérique de ce paramètre d'efficacité $\eta(\theta, \varphi)$, normalisé à $2d_{14}E_0^2$, est proposée en figure 5.7.

Nous pouvons remarquer sur la figure 5.6.a que, pour ce type de cristal, l'efficacité maximale atteignable est plutôt homogène : $\eta(\theta, \varphi)$ varie entre 1 et $\frac{2}{\sqrt{3}}$ quelque soit l'orientation du cristal.

Un autre point crucial du redressement optique est la dépendance de $|\vec{P}|(\theta, \varphi, \psi)$ relativement à l'angle ψ de la polarisation incidente. "L'insensibilité" de l'efficacité du redressement optique relativement à ψ peut s'écrire pour toutes orientations sphériques (θ, φ) ; elle est donnée par le paramètre κ (équation 5.10). κ définit finalement l'uniformité de l'efficacité par rapport à ψ et sa forme analytique est déterminée par le complémentaire du contraste obtenu en faisant varier ψ .

$$\kappa(\theta, \varphi) = 1 - \frac{|\vec{P}|_{max}(\theta, \varphi) - |\vec{P}|_{min}(\theta, \varphi)}{|\vec{P}|_{max}(\theta, \varphi) + |\vec{P}|_{min}(\theta, \varphi)} \quad (5.10)$$

$|\vec{P}|_{max}(\theta, \varphi)$ et $|\vec{P}|_{min}(\theta, \varphi)$ correspondent respectivement aux efficacités maximale et minimale atteignables. La représentation sphérique de $\kappa(\theta, \varphi)$ est proposée en figure 5.6.b.

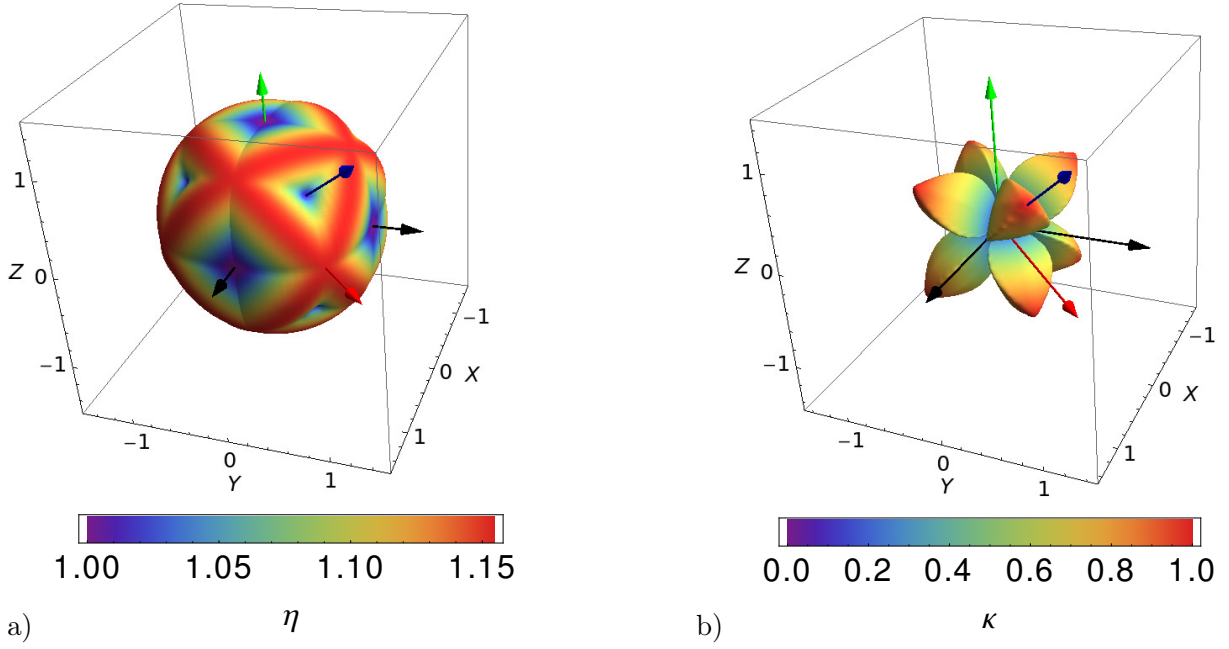


FIGURE 5.6: a) Efficacité maximale $\eta(\theta, \varphi)$ du redressement optique en fonction de l'orientation (θ, φ) du cristal cubique relativement au vecteur d'onde du laser d'excitation. b) Représentation tridimensionnelle de κ en fonction de l'orientation (θ, φ) du cristal cubique relativement au vecteur d'onde du laser d'excitation. Les flèches verte, rouge et bleue correspondent respectivement aux orientations $\langle 001 \rangle$ ($\theta = 0, \varphi = 0$), $\langle 110 \rangle$ ($\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{\pi}{4}$) et $\langle 111 \rangle$ ($\theta = \arccos(\frac{1}{\sqrt{3}}), \varphi = \frac{\pi}{4}$).

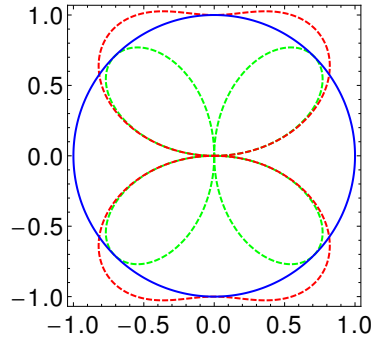


FIGURE 5.7: Représentation polaire de l'efficacité de génération THz normalisée, en fonction de l'angle ψ de la polarisation incidente. Les lignes verte, rouge et bleue correspondent respectivement aux orientations $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ du cristal.

L'analyse exhaustive précédente est résumée pour les trois directions du vecteur d'onde optique usuelle³ que sont $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$. Les représentations associées, de l'efficacité relativement à ψ sont présentées en figure 5.7.

L'efficacité maximale est atteinte pour un cristal de coupe $\langle 110 \rangle$ ($\eta = \frac{2}{\sqrt{3}} \approx 1.15$). Néanmoins, lorsque le cristal est excité dans cette direction, la valeur de κ s'effondre, conduisant ainsi à une dépendance critique de l'efficacité relativement à l'orientation de la polarisation incidente (courbe rouge de la figure 5.7). En revanche, **l'orientation $\langle 111 \rangle$ offre la possibilité d'obtenir un signal THz dont l'amplitude est indépendante de la direction de la polarisation optique incidente ψ** (courbe bleue sur le figure 5.7). Autrement dit, dans cette configuration, les propriétés linéaire et non-linéaire du cristal sont transversalement isotropes, conjointement.

Intéressons nous maintenant à la dépendance de l'orientation du champ THz généré en fonc-

3. Ces trois coupes cristallines sont disponibles commercialement.

tion de l'orientation de la polarisation incidente. Pour cela, il faut obtenir le vecteur champ THz \vec{E}_{Ω} dans le référentiel du laboratoire, obtenu après deux rotations successives $-\varphi$ et $-\theta$ de \vec{P} :

$$\vec{E}_{\Omega,lab} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \propto \sqrt{\frac{2}{3}} d_{14} E_0^2 \begin{bmatrix} -\cos[2\psi] \\ \sin[2\psi] \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} \quad (5.11)$$

L'orientation du vecteur associé au champ électrique THz est finalement de $\xi = -2\psi$ relativement à l'axe x (avec un module constant et indépendant de ψ), dans le référentiel (x, y, z) et dans le plan transverse (x, y) . La polarisation THz est alors complètement déterminée par la polarisation optique.

5.3.3 Ajustement de la polarisation térahertz par voie optique

Dans le but de démontrer expérimentalement l'analyse théorique précédente, le banc expérimental présenté en figure 5.8 a été mis en place.

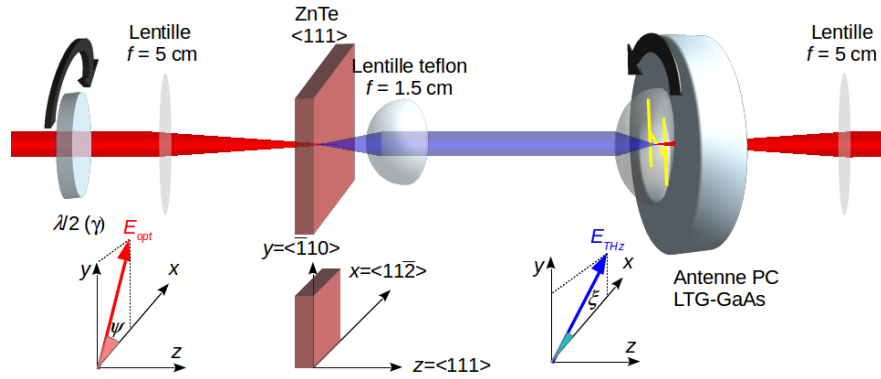


FIGURE 5.8: Schéma du banc expérimental dédié à l'analyse polarimétrique du champ THz généré par redressement optique dans un cristal cubique de coupe $\langle 111 \rangle$. La lame demi-onde $\frac{\lambda}{2}$, d'orientation γ permet de tourner l'état de polarisation optique, d'angle ψ . Le redressement optique génère une polarisation THz linéaire (angle ξ), qui est analysée grâce à une antenne photoconductive. Cette dernière peut être fibrée pour assurer une meilleure fiabilité de mesure après les rotations successives.

L'expérience est basée sur un schéma typique de caractérisation d'onde THz dans le domaine temporel. Sur le chemin de pompe, une lame demi-onde est orientée avec un angle γ . Elle permet d'ajuster la polarisation optique incidente. L'angle entre \vec{E}_{ω} et l'axe x est alors $\psi = 2\gamma$. Le faisceau optique est focalisé dans le cristal de ZnTe $\langle 111 \rangle$, d'épaisseur 4,45 mm et le champ THz généré est collimaté vers le détecteur. Ce dernier est une antenne THz LT-GaAs, munie d'une lentille en silicium concentrant l'onde entre deux électrodes. L'antenne est sensible uniquement à la polarisation transverse aux électrodes. Ce dispositif est monté sur une platine de rotation pour effectuer l'analyse polarimétrique du faisceau THz. Le faisceau de sonde est véhiculé par une fibre optique monomode (de longueur 30 cm), permettant ainsi minimiser les erreurs de chemin optique induite par les rotations du détecteur. Cependant, cette fibre reste très dispersive et limite la bande passante du banc de mesure, comme remarqué en figure 5.9.

Bien que la fibre optique limite intrinsèquement la bande passante de mesure, la dynamique du signal (environ 25 dB) permet d'effectuer l'analyse polarimétrique. Cette dynamique est en effet supérieure à la sélectivité⁴ S du détecteur, qui a également été mesurée ($S = 20$ dB).

4. La sélectivité vectorielle est définie par le taux de réjection du champ transverse à l'axe de sensibilité du détecteur, relativement au signal mesuré pour un champ le long de cet axe.

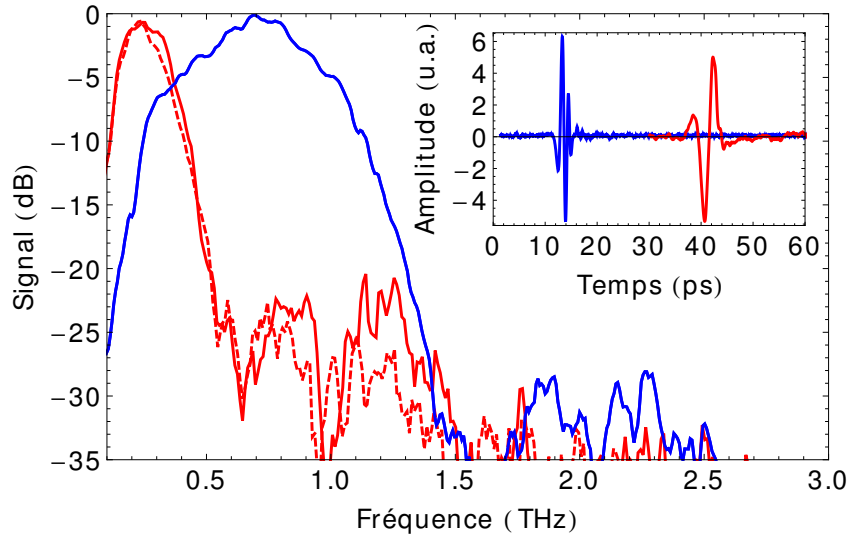


FIGURE 5.9: Distribution spectrale et évolution temporelle du signal (en encart), avec et sans fibre optique véhiculant le faisceau sonde (respectivement, courbe rouge et bleue). La ligne en pointillée est reliée à l'analyse ultérieure pour une polarisation décalée angulairement de 90° .

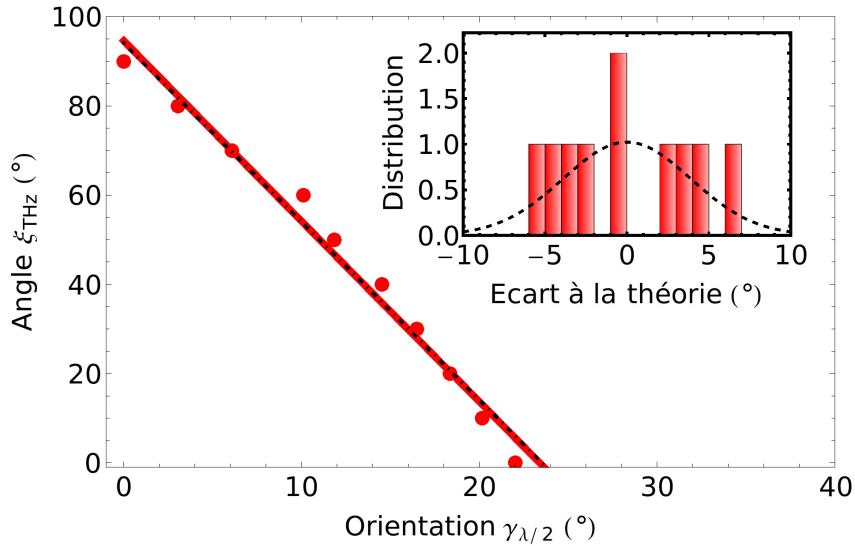


FIGURE 5.10: Orientation de la polarisation rectiligne THz en fonction de l'angle de la lame demi-onde. Points rouges : mesures ; Ligne rouge : ajustement linéaire ; Ligne noire : courbe théorique. L'encart indique la distribution d'erreur de ξ par rapport à la théorie ainsi que la gaussienne associée.

L'orientation transverse ξ du champ THz est mesurée en fonction de l'orientation de la lame demi-onde γ . Le résultat est présenté en figure 5.10. Les mesures sont ajustées par une équation linéaire dont la pente est $-4,04$. Cette valeur est en très bon accord avec les attentes théoriques (-4), définies par $\xi = -2\psi = -4\gamma$. De plus, les écarts type associés à ξ et γ sont respectivement de $3,90^\circ$ et $0,97^\circ$, également en très bon accord avec $\xi = -4\gamma$.

L'amplitude du signal THz est aussi prise en compte pour représenter le vecteur champ électrique dans le plan transverse (x, y) . La représentation vectorielle est proposée en figure 5.11. Comme attendu (figures 5.6 et 5.7), le module du champ THz reste constant quelque soit l'orientation choisie, depuis la polarisation horizontale jusqu'à une rotation de 90° de cette dernière. L'incertitude relative sur l'amplitude ne dépasse pas 7% et l'écart type est de 3%. De plus, La distribution spectrale du signal obtenu par redressement optique reste inchangée quelque soit l'orientation de polarisation choisie (voir figure 5.9).

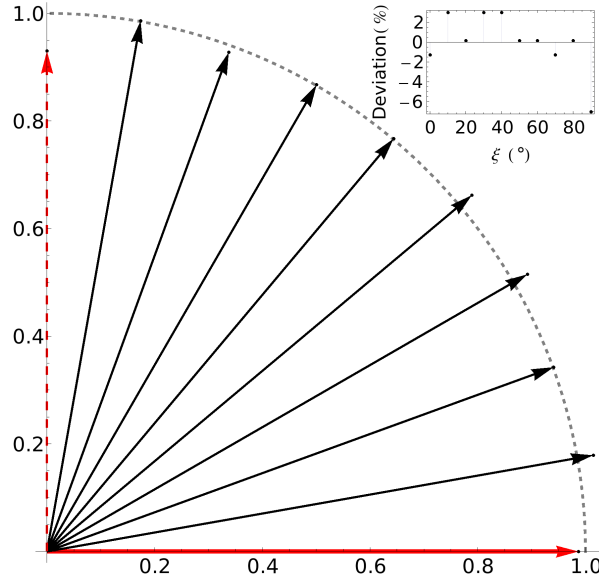


FIGURE 5.11: Représentation du vecteur champ électrique THz. Les spectres associés aux vecteurs rouges sont indiqués en figure 5.9. L'encart indique l'écart de $|\vec{E}|$ par rapport à la valeur moyenne.

Pour conclure, l'émission d'onde THz à polarisation ajustable a été démontrée théoriquement et expérimentalement. **Le banc expérimental ne nécessite qu'une lame demi-onde optique et un cristal cubique fixe de coupe $\langle 111 \rangle$ pour générer une onde THz et faire tourner son état de polarisation. De plus, cet ajustement de l'état de polarisation n'influe pas sur l'efficacité de génération THz. Enfin, la configuration proposée reste valable sur toute la bande spectrale du signal THz émis par redressement optique, ce qui est impossible avec une lame d'onde THz.** L'utilisation de cette technique permet de simplifier considérablement toutes les expérimentations THz pour lesquelles la polarisation est cruciale. Elle a déjà permis, au sein du laboratoire, de caractériser des détecteurs sélectifs à une composante propre de l'état de polarisation.

5.4 Conclusion et perspectives de travail

La spectroscopie THz résolue dans le domaine temporel est l'activité phare et la plus ancienne de l'équipe optoélectronique du laboratoire IMEP-LAHC de l'Université de Savoie. Dans ce contexte, les contributions de mes travaux à cette thématique sont nombreuses. Ce manuscrit présente premièrement les résultats obtenus en plasmonique THz avec la conception et la caractérisation d'un dispositif planaire autorisant à la fois le couplage et la focalisation et le découplage d'un plasmon de surface autour de 500 GHz. La seconde contribution mise en avant concerne la manipulation de la polarisation THz. L'expérience acquise en optique non-linéaire grâce aux travaux menés en électro-optique a permis de démontrer l'accordabilité de la polarisation THz par voie purement optique. Ce procédé simplifie considérablement la topologie expérimentale de génération polarimétrique d'onde THz par redressement optique. En effet, seul le réglage de l'angle d'une lame d'onde optique subsiste pour ajuster l'orientation du champ électrique THz.

Mon implication dans cette activité s'étend également à d'autres travaux :

- analyse polarimétrique d'impulsion ultra-courte par voie électro-optique, avec une résolution temporelle sub-picoseconde ;

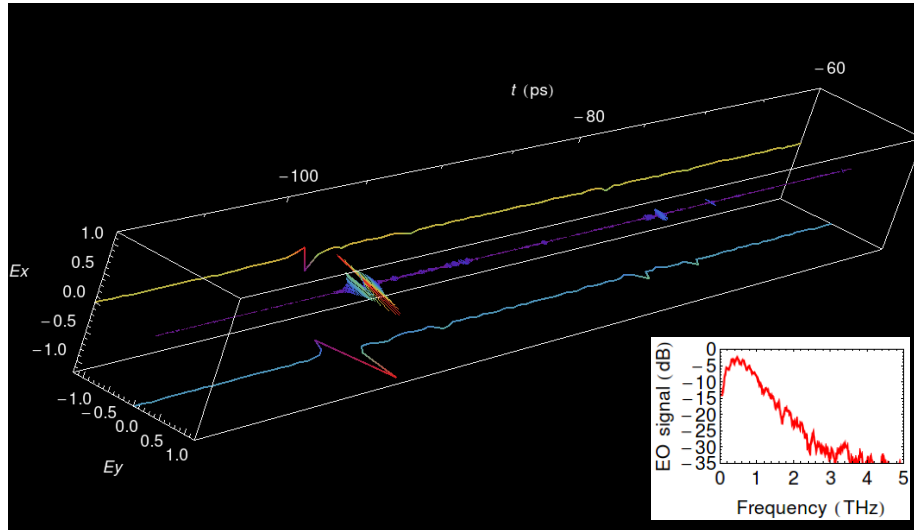


FIGURE 5.12: Analyse temporelle et vectorielle d'une impulsion THz par voie électro-optique.

- réalisation d'un émetteur fibré de champ THz par redressement optique au sein d'un cristal organique de DAST ;

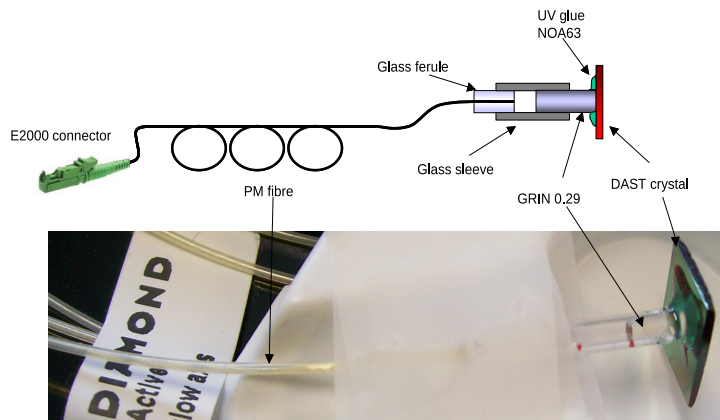


FIGURE 5.13: Émetteur THz à déport fibré.

- étude de miroir de Bragg plasmonique ;

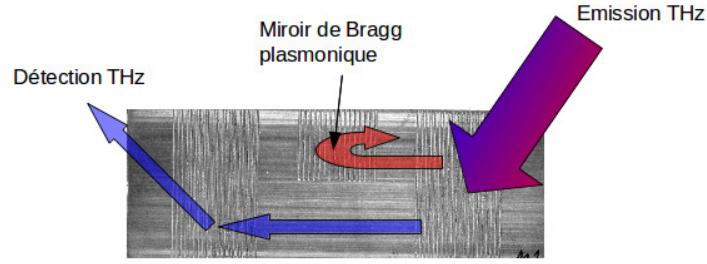


FIGURE 5.14: Miroir de Bragg plasmonique à 500 GHz, gravé sur aluminium.

- interférométrie THz pour l'analyse résolue spectralement de détecteurs de puissance (bolomètre, capteur pyroélectrique).

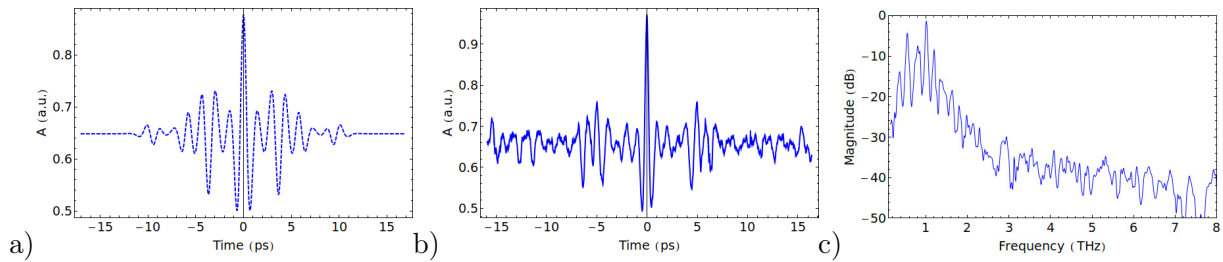


FIGURE 5.15: Mesure interférométrique pour l'analyse de la réponse fréquentielle de détecteur de puissance THz. a) Trace temporelle calculée analytiquement. b) Trace temporelle mesurée. c) Distribution spectrale associée à la mesure.

Au-delà de ces résultats, ces travaux ont permis d'initier ou d'entretenir des collaborations académiques, en particulier avec des partenaires japonais (C. Otani du Center for Advanced Photonics à Sendai), russes (A. Shkurinov de la Lomonosov State University à Moscou) ou lituaniens (A. Biciunas du Center for Physical Science and Technology à Vilnius).

Les perspectives associées à cette thématique sont nombreuses :

- L'utilisation de fibre optique microstructurée à cœur creux permettra, grâce à leur faible dispersion, de réaliser des sondes d'émission THz très large bande.
- Les techniques de caractérisation tridimensionnelle du vecteur champ électrique avec un unique capteur pourront être étendues dans cette gamme spectrale THz.
- Les cristaux EO présentent des résonances phononiques sur cette bande de fréquence ; leurs propriétés non-linéaires exaltées seront mesurées.
- L'acquisition récente d'un laser impulsionnel amplifié ouvre la porte à tout le domaine des champs électriques THz intenses. Le champ électrique associé à ce type de laser est suffisant pour ioniser l'air et créer des filaments plasma, potentiellement initiateurs de champ électrique THz. Dans ce contexte, mon implication se fera, à moyen et long termes au travers de :
 - la modulation d'onde THz au sein de cristaux non linéaires (la porteuse optique utilisée classiquement en EO sera ici remplacée par une porteuse THz),
 - l'analyse ultra large bande (quasi DC-THz) et polarimétrique du claquage dans l'air, initié par ce laser haute énergie,
 - la manipulation et l'ajustement de la polarisation de ces ondes THz de forte amplitude.

Troisième partie

Présentation de Kapteos S.A.S.

6	Genèse de l'entreprise	103
7	Structure de l'entreprise	105
8	Produits de série eoSense	107
8.1	Sondes électro-optique EOP	109
8.2	Instruments de mesure	110
8.2.1	Instrument basse fréquence	110
8.2.2	Instrument haute fréquence	111
8.3	Kit de calibration	112

Kapteos est une spin-off du laboratoire IMEP-LAHC (UMR CNRS/Grenoble INP/ Université Joseph Fourier/Université de Savoie n° 5130), ce dernier étant bi-localisé sur Minatoc (Grenoble) et Savoie Technolac (Le Bourget-du-Lac). L'entreprise Kapteos valorise les résultats issus d'études ayant débuté en 2001 dans le cadre de financements DGA et ayant porté sur le développement de systèmes de mesure déportée et non perturbatrice de champs électriques à très haute fréquence pour les besoins de la défense nationale (mesure du diagramme de rayonnement d'antennes radar par exemple). Au travers de deux thèses DGA¹, ces études ont conduit à un démonstrateur (validation du principe de faisabilité) transportable, partiellement automatisé, et offrant des performances de premier plan. Basée sur l'utilisation de capteurs optiques fibrés miniatures et non perturbateurs, la technologie développée permet de mesurer le champ électrique en tout point de l'espace avec une sensibilité de mesure de l'ordre du V/m et une bande passante pouvant largement excéder 20 GHz. Ces capteurs autorisent également la mesure de la température avec une résolution meilleure que 0,05 °C. La technologie utilisée par Kapteos a été protégée par deux brevets (déposés en 2006 par Grenoble INP et l'Université de Savoie – inventeurs : Lionel Duvillaret et Gwenaël Gaborit) couvrant l'Amérique du Nord, l'Europe, ainsi que pour l'un d'entre eux, l'Inde et la Chine :

- Innovation 1 : **Mesure simultanée d'une composante du champ électrique \vec{E} et de la température T** par un unique capteur optique miniature déporté par fibre optique (incluant également une avancée majeure concernant la stabilité de la réponse en champ électrique du capteur quelles que soient les fluctuations de température subies par la fibre de déport ou le capteur lui-même. Cette innovation a été brevetée en 2006.
- Innovation 2 : **Mesure simultanée de deux composantes du champ électrique \vec{E}** par capteur optique miniature (mesure opérée au sein d'un seul et même capteur entièrement diélectrique et donc quasiment sans perturbation, ce qui est essentiel pour des domaines comme la CEM ou la mesure de perturbations sur une ligne électrique. Cette innovation a été brevetée en 2006.

Dans le cadre des concours du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche relatif la création d'entreprises de technologies innovantes, le projet Kapteos a été lauréat dans la catégorie "en émergence" (en 2008) et dans la catégorie "création-développement" (en 2009). Un mode de production innovant permettant la réalisation de systèmes optiques complexes à faible coût a été validé, garantissant la rentabilité de l'entreprise pour la gamme de produits *eoSense* (instrumentation scientifique). Ces produits sont commercialisés depuis 2011. Cette première gamme de produits couvre de nombreux champs d'applications pour les différents secteurs :

- de l'énergie (diagnostic sans contact des réseaux électriques),

1. Gwenaël Gaborit et Maxime Bernier

-
- de la Défense (caractérisation d'antennes et CEM en fort champ),
 - des transports (compteurs électriques pour trains),
 - du médical (mesure du taux d'exposition des personnes aux ondes électromagnétiques),
 - de la CEM (qualification d'appareillage électronique en termes de compatibilité électromagnétique),
 - de la mesure de champ en milieu "agressif" (au sein de liquide, de plasma, ...)

Anté-crédation, Kapteos, via le laboratoire IMEP-LAHC, avait déjà acquis le soutien et la confiance de nombreux partenaires :

- vente de 3 démonstrateurs à la DGA et à deux laboratoires universitaires dont un à l'étranger (UQAC, Canada),
- réalisation d'un démonstrateur pour la société Schneider Electric démontrant la faisabilité d'un capteur autonome « clipsable » sur une ligne à moyenne tension,
- obtention d'une subvention de la région Rhône-Alpes dans le cadre du "fonds d'appui labo",
- accompagnement de 18 mois au sein de l'incubateur régional GR-A-IN²,
- contrat de partenariat avec le centre de recherches EDF des Renardières (maintenant partenaire dans le cadre de projet de recherche ANR et FUI),
- soutien des organismes de tutelles (Grenoble INP et Université de Savoie) des deux enseignants-chercheurs fondateurs de Kapteos,
- nombreuses lettres de déclaration d'intérêt d'industriels et de laboratoires académiques.

Kapteos a été créée et immatriculée sous le numéro d'identification 518 344 049 au Registre du Commerce et des Sociétés de Chambéry en date du 25 novembre 2009 et a démarré son activité le 26 octobre 2009. Depuis sa création, Kapteos s'est développé avec un renforcement significatif en ressources humaines (cf. section suivante) et a étendu sa gamme de produit (cf. section 8). Le cœur de métier de l'entreprise est la production d'instrument de mesure de champ électromagnétique pour des applications en environnement contraignant, là où l'utilisation de capteurs usuels (antennes) ne permet pas de faire des mesures précises et répétables ou lorsqu'elles sont tout simplement impossibles. Les sondes EO développées par Kapteos permettent en effet de caractériser vectoriellement le champ électrique en présence de champ magnétique (> 3 T) ou électrique intense (> 10 MV/m), dans des milieux subissant de fortes variations de température (> 30 °/min). Ces sondes sont par ailleurs compatibles avec la plupart des fluides (gaz : N₂, SF₆, Ar, ... ; plasmas froids : Ar, He, ... ; liquides : huiles, alcool, milieux biologiques, DMSO, toluène, ...).

Les activités de la société s'étendent également à :

- la prestation pour la mesure de champ électromagnétique,
- la simulation électromagnétique,
- la conception et la réalisation de composant passif pour le domaine spectral GHz-THz,
- l'impression 3D haute résolution.

Une présentation plus exhaustive de la société est disponible à l'adresse www.kapteos.com. Les chapitres suivants précisent la structure de l'entreprise et la gamme de produits commercialisée.

Structure de l'entreprise

Les fondateurs de la société Kapteos sont :

- Lionel Duvillaret, Président Directeur Général,
- Gwenaël Gaborit, Directeur scientifique,
- INPG Entreprise SA, Associé personne morale.

La société compte à ce jour 9 personnes. Outre les deux co-fondateurs, l'entreprise comprend trois docteurs ingénieurs, chargés de projet, un ingénieur en production, un ingénieur en instrumentation, un technicien recherche et développement (R&D) en instrumentation, et une secrétaire de direction, tous embauchés en CDI. À ces personnes s'ajoute une doctorante en contrat CIFRE¹. Par ailleurs, l'équipe est régulièrement renforcée par des stagiaires (2 à 3 par an).

La structuration de l'entreprise est présentée en figure 7.1.

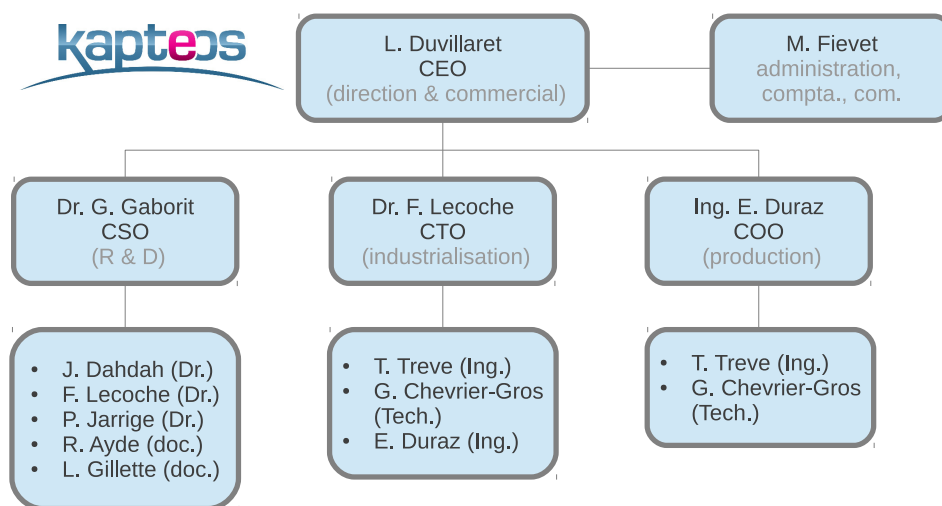


FIGURE 7.1: Structuration de l'entreprise Kapteos. Dr. : Docteur, Ing. : Ingénieur, Tech. : Technicien.

La société comporte actuellement 3 départements que sont : Recherche et Développement, Industrialisation et Production. Les responsables de chaque département participent aux réunions de co-direction présidées par le PDG de l'entreprise. Ces réunions ont pour but, d'une part de faire remonter l'évolution des diverses activités à la direction, mais également de définir la transition d'un produit depuis la R&D jusqu'à la production. Plus précisément, les intervenants aux discussions de co-direction sont chargés de définir le niveau de maturité des produits et

1. Laurane Gillette, en CIFRE Kapteos/IMEP-LAHC, de Janvier 2014 à Janvier 2017.

de définir les tâches (et les personnes en charge) permettant de les faire évoluer jusqu'à une production de série. Les produits de série sont présentés dans les sections suivantes.

Produits de série eoSense

Le produit initialement développé par la société Kapteos porte la dénomination "*eoSense*". Cet instrument alimente optiquement les sondes EO, qu'elles soient dédiées à la mesure multicomposante du champ électrique ou à la mesure simultanée du champ et de la température. Il assure également le traitement de la modulation optique induite par le champ électrique. *eoSense* renvoie finalement un signal électrique analogique, représentatif des composantes du vecteur champ à caractériser. Il se décline en deux versions majeures : basse fréquence et haute fréquence. Les performances de tels appareils ont déjà permis d'obtenir des résultats constituant l'état de l'art, que ce soit pour le domaine scientifique académique (caractérisation de plasma) que pour des applications dans le domaine de la santé (mesure non invasive du taux d'exposition) ou de l'énergie (mesure de tension sans contact, diagnostic de systèmes haute tension).



FIGURE 8.1: Gamme majeure de produits, développée et vendue par Kapteos.

D'autres produits viennent se greffer à l'instrument que ce soit pour améliorer ses performances ou pour ajouter des fonctionnalités supplémentaires :

- kit de calibration automatique permettant de déterminer les axes d'une sonde EO et de donner le facteur d'antenne associé à la mesure,

-
- dispositif d'application de champ électrique large bande (quelque soit le fluide dans lequel le champ électrique se propage),
 - scanner tridimensionnel pour la cartographie haute résolution spatiale de champ électrique.

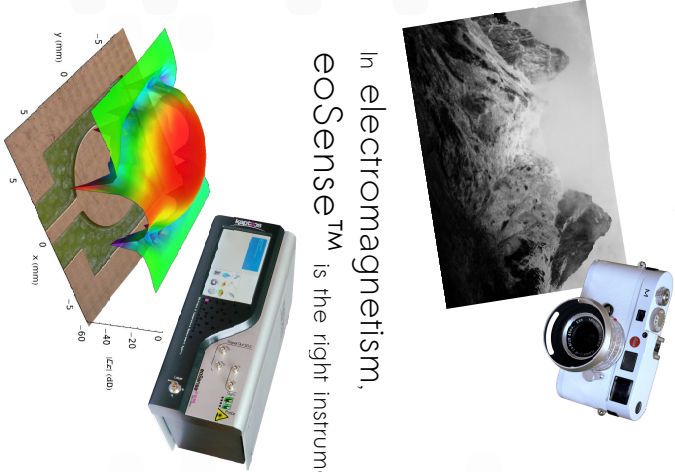
Cette gamme de produit est présentée en figure 8.1 ; le détail de certain produit est proposé par la suite sous la forme de fiches techniques, en sections 8.1, 8.2.1, 8.2.2 et 8.3.

8.2 Instruments de mesure

8.2.1 Instrument basse fréquence

eoSense^{LF}

To get the best result,
you need the right instrument.



In electromagnetism,
eoSenseTM is the right instrument.


ElectroMagnetic Field Measurement System

eoSenseTM

Technical data

201404

Partners: EP20359445, EP20359446, U377692250, US26246485, CA2685504, CA2685547



Product	LF-2A-10S	LF-2A-200S
Operating frequency range	30Hz → xxMHz	30Hz → 200MHz
Antenna factor ¹ (dB/m)	80 (xx = 01) → 110 (xx = 30)	80
Probe compatibility	2 E-field components Polarization State Modulation (PSM) probe 1 E-field component + temperature Amplitude Modulation (AM) or PSM probe	
Probe type identification	Automatic (optical identification)	
Human-Machine Interface	7" 800x480 px touch screen - multilingual HW: EN, FR	
Synchronization / Trigger	Master or slave (5V TTL)	
Measurement stability ²	±0.5dB over 1 hour, temperature-dependent free	
Front panel I/O	x- & y-field analog signals (500 BNC, ±3.5V max) Probe (E-2000 Duplex)	Sync. In & Out (BNC)
Rear panel I/O	Peripheral device	Laser interlock
Communication ports	USB 2.0 (2x) + Ethernet	
Dimensions H x W x D (mm)	145 x 400 x 298	
Weight (kg)	-10.5	
Power supply	100-250V / 50-60Hz / 50W max.	

Typical data curves values (±0.5dB/m) for the use of an ECP-2005-50050 probe in air. Values are reduced by -30dB/m in water @ 1MHz.

Typical data for the use of an ECP-2005-50050 probe in air with an electric field strength of 1kV/m.

$E_0 = 440 \text{ V}/\sqrt{\mu\text{m}} - \text{RBW} = 30 \text{ Hz} - \sigma = 1.4 \text{ dB}$

$E_0 = 440 \text{ V}/\sqrt{\mu\text{m}} - \text{RBW} = 10 \text{ Hz} - \sigma = 0.8 - 0.2 \text{ dB}$

$E_0 = 440 \text{ V}/\sqrt{\mu\text{m}} - f = 1700 \text{ Hz} - \text{RBW} = 30 \text{ Hz} - \sigma = 0.1 \text{ dB}$

Measurements performed with an ECP-P2005-BS050 probe

Technical data 1: Specifications are subject to change without notice

Kapteos | Avenue de la Vallée de la Lée | FRANCE

phone: +33(0) 479 02 88 34 | email: contact@kapteos.com

www.kapteos.com




FIGURE 8.3: Fiche technique de l'instrument eoSense BF (Basse Fréquence) commercialisé par Kapteos.

Conclusion générale

Dans ce mémoire, j'ai retracé mon parcours scientifique de recherche et d'enseignement depuis ma prise de fonction en tant que Maître de conférence à l'Université de Savoie et au laboratoire IMEP-LAHC depuis 2006, mais également au sein de l'entreprise Kapteos depuis 2009. Ces travaux concernent principalement deux thématiques : le développement de capteur électro-optique et la manipulation d'onde THz. Au travers de plusieurs encadrements doctoraux, de la co-fondation d'une entreprise et de la participation à des projets diversifiés en terme d'application et d'équipes de travail, mon implication m'a permis de développer une maturité scientifique et surtout de m'épanouir dans les nombreuses facettes de mon travail.

Concernant l'activité EO, les accomplissements scientifiques ont permis de lever des verrous technologiques limitant son utilisation et son champ d'application. En améliorant la compréhension de l'influence d'une classe cristalline sur les possibilités de mesure du champ électrique par voie optique, il a été possible de s'affranchir de la dépendance en température des capteurs développés. Des caractérisations de champ électrique novatrices ont alors pu être menées hors laboratoire. Les campagnes expérimentales en environnement contraint sont nombreuses (dans le milieu de la défense, au sein même de plasma, ...). Il s'est même avéré que le type de transducteur réalisé était parfaitement adapté à des caractérisation in situ du taux d'exposition d'un milieu biologique, en mesurant à la fois le champ électrique et la température (thèse P. Jarrige). En parallèle, l'exhaustivité de la mesure de champ s'est étendue avec la mesure de plusieurs composantes (thèse Y. Gaeremynck) et la mesure de champ magnétique en IRM (thèse R. Ayde, puis de I. Saniour). Les défis relatifs à la métrologie des ondes électromagnétiques couvrent également les basses fréquences, associées au domaine de l'énergie en particulier. Dans ce contexte, la mesure non perturbatrice de la tension permettra, par exemple, de développer une pince volt-métrique sans contact. Il sera également possible d'instrumenter des dispositifs haute-tension pour contrôler les flux d'énergie ou anticiper des défaillances d'un réseau de distribution d'énergie intelligent (Thèse L. Gillette). Toutes avancées, initiées dans un contexte de recherche académique, sont désormais soumises à une vision industrielle puisqu'elle permettent potentiellement de répondre à des problématiques pour lesquelles il n'existe pas, à l'heure actuelle d'outils métrologique satisfaisant.

Mon implication concerne également l'émergence de travaux dédiés aux fréquences THz. Elle est associée à la thématique spectroscopie THz dans le domaine temporel du laboratoire.

Les contributions à ces avancées ne concerne pas seulement l'optique non-linéaire mais aussi la plasmonique THz. Ce manuscrit présente en effet quelques résultats illustrant le couplage, la propagation et la focalisation d'un plasmon de surface à 500 GHz, à l'aide d'un réseau gravé sur une simple plaque d'aluminium.

Les développements et principes mis en œuvre en EO sont aussi étendus vers cette gamme spectrale. Un unique cristal non-linéaire isotrope a permis de démontrer une émission THz à la fois large bande et ajustable en orientation de polarisation. Ce même unique cristal autorise l'analyse polarimétrique d'un champ électrique THz avec un seul faisceau sonde. Par ailleurs, ces techniques d'analyses seront mises à contribution pour la compréhension des phénomènes de génération d'onde THz ultra large bande initiée par des filaments plasma. Le domaine des THz intense et ionisant sera également accessible.

Au delà des accomplissements en terme de recherches, je tiens finalement à rediriger le lecteur vers les remerciements que je transmets à tous mes collaborateurs pour ces années d'échanges, de partage et de travail qui m'ont permis de grandir dans ce contexte de découverte, d'idée, d'innovation. Bien qu'il me soit difficile, voir impossible de relater exactement l'importance cruciale des personnes qui ont supervisé ces travaux ou qui ont contribué de prêt et de loin (au sens géographique également) aux résultats présents dans ce mémoire, c'est avec humilité que j'espère continuer à participer à leur épanouissement comme ils le feront pour moi.

Bibliographie

- [1] E. A. Ash and G. Nicholls. Super-resolution Aperture Scanning Microscope. *Nature*, 237 :510, 1972.
- [2] T. Wei, X. D. Xiang, W. G. Wallace-Freedman, and P. G. Schultz. Scanning tip microwave near-field microscope. *Appl. Phys. Lett.*, 68, 24 :3506–3508, 1996.
- [3] H.I. Bassen and G.S. Smith. Electric field probes- a review. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-31 :710–718, 1983.
- [4] D. V. Giri and F. M. Tesche. Classification of intentional electromagnetic environments. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 46 :323–329, 2004.
- [5] W. D. Parther, C. E. Baum, R. J. Torres, F. Sabath, and D. Nitsch. Survey of worldwide high-power wideband capabilities. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 46 :335–344, 2004.
- [6] R. E. Collin. Field theory of guided waves. *McGrawHill*, 1960.
- [7] F. Pockels. Gesell., wiss. *Gottingen*, 39, 1, 1893.
- [8] F. Pockels. Lehrbuch der kristalloptik. *Leipzig : Teubner*, 1906.
- [9] D. H. Auston and A.M. Glass. Optical generation of intense picosecond electrical pulses. *App. Phys. Lett.*, 20 :398, 1972.
- [10] D.H. Auston. Picosecond optoelectronics switching and gating in silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 26 :101, 1975.
- [11] G. Mourou, C.V. Stancampiano, A. Antonetti, and A. Orszag. Picosecond microwave pulse generated with subpicosecond laser-driven semiconductor switch. *Appl. Phys. Lett.*, 39 :295, 1981.
- [12] J.A. Valdmanis, G. Mourou, and C.W. Gabel. Picosecond electro-optic sampling system. *App. Phys. Lett.*, 41, 3 :211, 1982.
- [13] Q. Wu and X.C. Zhang. Freespace electrooptic sampling of terahertz beams. *App. Phys. Lett.*, 67 :3523, 1995.
- [14] S.Wakana, T. Ohara, M. Abe, E. Yamazaki, M. Kishi, and M. Tsuchiya. Fiber-edge electrooptic/magneto-optique probe for spectral-domain analysis of electric field. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 48 :2611, 2000.
- [15] M. Shinagawa, T. Nagatsuma, K. Ohno, and Y. Jin. A real time electrooptic handy probe using a continuous-wave laser. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 50 :1076, 2001.
- [16] L. Duvillaret, S. Rialland, and J-L. Coutaz. Electro-optic sensors for electric field measurements. ii. choice of the crystals and complete optimization of their orientation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19 :2704–2715, 2002.

- [17] L. Duvillaret, S. Rialland, and J.-L. Coutaz. Electro-optic sensors for electric field measurements. i.theoretical comparison among different modulation techniques. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19 :2692–2703, 2002.
- [18] G. Gaborit. Caractérisation de champs électriques hyperfréquences par capteur électro-optique vectoriel fibré. *Thèse Université de Savoie*, 3 Novembre 2005.
- [19] K. Yang, G. David, J.G. Yook, I. Papapolymerou, L.P. Katehi, and J.F. Whitaker. Electrooptic mapping and finite-element modeling of the near-field pattern of a microstrip patch antenna. *Microwave Th. and Tech.*, 48, 2 :288–294, 2000.
- [20] K. Yang, L.P. Katehi, and J.F. Whitaker. Electro-optic field mapping system utilizing external gallium arsenide probes. *App. Phys. Lett.*, 77,4 :486–488, 2000.
- [21] G. Gaborit, J.-L. Coutaz, and L. Duvillaret. Vectorial electric field measurement using isotropic electro-optic crystals. *App. Phys. Lett.*, 90, 2007.
- [22] M. Bernier, G. Gaborit, L. Duvillaret, A. Paupert, and J.-L. Lasserre. Electric field and temperature measurement using ultra wide bandwidth pigtailed electro-optic probes. *Appl. Opt.*, 47, 13 :2470–2476, 2008.
- [23] L. Duvillaret and G. Gaborit. <http://www.kapteos.com/en/>. *Kapteos S.A.S.*
- [24] G. Gaborit, P. Jarrige, Y. Gaeremynck, A. Warzecha, M. Bernier, J.-L. Lasserre, and L. Duvillaret. Pockels’effect based probe for uwb and hpem measurements. *Ultra-Wideband, Short Pulse Electromagnetics 10 book*, Chapter 6, 2013.
- [25] C. Meola and G. M. Carlomagno. Recent advances in the use of infrared thermography. *Meas. Sci. Technol.*, 15 :R27–R58, 2004.
- [26] C. Stubenrauch J. Norgard, J. Will. Quantitative images of antenna patterns using infrared thermography and microwave holography. *International J. Imaging Systems technol.*, 11 :210 – 218, 2000.
- [27] P. Levesque F. Tristant, J.-P. Moreau. Electromagnetic measurement in a mode-stirred chamber. *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 28 :417 – 421, 2001.
- [28] P. Levesque and D.-L. Balageas. Single-sided interferometric emir method for nde of structures. *Quantitative Infrared Thermography, Lodz, Pologne*, 1998.
- [29] P. Levesque, J.-L. Lasserre, A. Pauper, and G. Teyssedou. Caractérisation de sources impulsives de forte puissance par la méthode emir. *Journées Scientifiques du CNFRS "Métrologie et capteurs en électromagnétisme"*, 2004.
- [30] J. D. Norgard et R. M. Sega D. W. Metzger. Near-field patterns from pyramidal horn antennas : numerical calculation and experimental verification. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 33 :188–196, 1991.
- [31] P. Levesque, L. Leylekian, and D. Balageas. Vectorial characterisation of electromagnetics fields by infrared thermography. *Quantitative Infrared Thermography*, 2000.
- [32] M. G. Harrison H. H. Pohle J. D. Norgard, R. M. Sega. Infrared mapping of transient electromagnetic fields radiated by high power microwave pulsed sources. *IEEE Trans. Nuclear Sci.*, 39 :1912– 1920, 1992.
- [33] B. Duchêne X. Ferrieres J.-C. Alliot B. Pliquet, P. Levesque. Electromagnetic nondestructive evaluation of materials from incomplete EMIR data. *Annual Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Montréal- Canada*, 25-30 juillet 1999.
- [34] P. Levesque and D. Balageas. Imagerie quantitative et visualisation des champs électromagnétiques à l’aide de la méthode emir. *Journées de caractérisation micro-onde et matériaux, Toulouse - France*, 2002.

- [35] R. W. Astheimer and F. Schwarz. Thermal imaging using pyroelectric detectors. *Appl. Opt.*, 7 :1687–1695, 1968.
- [36] S. Huth, O. Breitenstein, A. Hauber, D. Dantz, U. Lambert, and F. Altmann. Lock-in ir-thermography - a novel tool for material and device characterization. *Solid State Phenomena*, 82 :741, 2002.
- [37] K. Chrzanowski A. Rogalski. Infrared devices and techniques. *Opto-Electron. Rev.*, 10 :111–136, 2002.
- [38] J. P. Pérez. Optique - fondements et applications. 2004.
- [39] M. Galeazzi and D. McGammon. Microcalorimeter and bolometer model. *J. Appl. Phys.*, 93 :4856–4869, 2003.
- [40] P. D. Mauskopf, J. J. Bock, H. Del Castillo, and W. L. Holzapfel and A. E. Lange. Composite infrared bolometers with Si_3N_4 micromesh absorbers. *Appl. Opt.*, 36 :765–771, 1997.
- [41] J. M. Gildemeister and P. L. Richards A. T. Lee. A fully lithographed voltage-biased superconducting spiderweb bolometer. *Appl. Phys. Lett.*, 74 :868–870, 1999.
- [42] S. A. Dayeh, D. P. Butler, and Z. Çelik-Butler. Micromachined infrared bolometers on flexible polyimide substrates. *Sensors Actuators A*, 118 :49–56, 2005.
- [43] J. Glenn, G. Chattopadhyay, S. Edgington, E. Lange, J. Bock, D. Mauskopf, and T. Lee. Numerical optimization of integrated cavities for diffraction-limited millimetre-wave bolometer arrays. *Appl. Opt.*, 41 :136–142, 2002.
- [44] K. Djotni. Étude et réalisation d’une matrice de détecteurs bolométriques de très haute résolution. intérêt d’une conception en couches minces. *Thèse de doctorat de l’Université Paris XI*, 1995.
- [45] V.N. Leonov V.G. Malyarov I.A. Khrebtov I.I. Shaganov V.Y. Zerov, Y.V. Kulikov. Features of the operation of a bolometer based on a vanadium dioxide film in a temperature interval that includes a phase transition. *J. Opt. Technol.*, 66 :387–390, 1999.
- [46] C. Kittel. Physique de l’état solide. *édition Dunod*, 1983.
- [47] L. Brunetti and E. T. Vremera. A new microcalorimeter for measurements in 3.5-mm coaxial line. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 52 :320–323, 2003.
- [48] R. Hunt J. B. Peterson D. P. Osterman, R. Patt. Antenna-coupled bolometer with a micromachined-beam thermal link. *Appl. Phys. Lett.*, 71 :2361–2363, 1997.
- [49] S. Kodato, T. Wakabayashi, Q. Zhuang, and S. Uchida. New structure for dc-65 ghz thermal power sensor. *International Conference on Solid-State Sensors and Actuators*, 1997.
- [50] J. Achkar B. Mellouet, L. Velasco. Fast method applied to the measurement of microwave power standards. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 50 :381–384, 2001.
- [51] T. Inoue and K. Yamamura. A broadband power meter calibration system in the frequency range from 10 mhz to 40 ghz using a coaxial calorimeter. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 45 :146–152, 1996.
- [52] S. L. Randzio. Recent developments in calorimetry. *Annu. Rep. Prog. Chem.*, C 98 :157–217, 2002.
- [53] R. F. Clarck D. Janik, J. T. Ascroft. Measurement techniques and results of an intercomparison for RF power in a 3.5 mm coaxial line up to 26 GHz. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 48 :166–168, 1999.
- [54] A. Luukanen. High performance microbolometers and microcalorimeters : from 300 K to 100 mK. *Thèse de doctorat de l’Université de Jyväskylä - Finlande*, 9 mai 2003.

- [55] L. Brunetti M. Petrizzi. Noise analysis in bolometer detector for microwave power measurements. *Acta Cientifica Venezolana*, 54 :199–209, 2003.
- [56] Brunetti. Thin-film bolometer for high-frequency metrology. *Sensors Actuators A*, 32 :423–427, 1992.
- [57] D.P. Butler A. Jahanzeb C.M. Travers W.Kula R. Sobolewski P.C. Shan, Z. çelik-Butler. Investigation of semiconducting YBaCuO thin films : A new romm temperaturebolometer. *J. Appl. Phys.*, 80 :7118–7123, 1996.
- [58] Z. N. Chen X. Qing. Antipodal Vivaldi antennafor UWB applications. *Ultra Wide Band - EUROEM*, 157-158, Magdeburg - Allemagne, 12-16 juillet 2004.
- [59] L. Martens N. Stevens. Model of a dipole antenna in free-space and near a perfectly electricalconducting plane. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 53 :1672–1680, 2005.
- [60] C. E. Baum. Moto Kanda and I on electromagnetic sensors. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 44(16), 2002.
- [61] I. Wolff Y. Gao. A new minature magnetic field probe for measuring three-dimensional fieldsin planar gihg-frequency circuits. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 44 :911–918, 1996.
- [62] L. D. Driver M. Kanda. An isotropic electric-field probe with tapered resistive dipoles for broad-banduse, 100 kHz to 18 GHz. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 35 :124–130, 1987.
- [63] M. Kanda. Standard antennas for electromagnetic interference measurements and methodsto calibrate them. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 36 :261–273, 1994.
- [64] F. Jacquin M. F. Wong J. Wiart E. Nicolas, D. Lautru. Specific absorption rate assessment based on a selective isotropic measuringsystem for electromagnetic fields. *Trans. Electromagn. Compat.*, 50 :397–401, 2001.
- [65] K. Petermann W. Mann. VCSEL-based miniaturised E-field probe with high sensitivity and opticalpower supply. *Electron. Lett.*, 38 :455–456, 2002.
- [66] M. Harrison A. Pesta M. Seifert J. D. Norgard, R. M. Sega. Scattering effects of electric and magnetic field probes. *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, 36 :2050–2057, 1989.
- [67] L. Martens W. Joseph. The influence of the measurement probe on the evaluation of the electromagneticfields. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 43 :339–349, 2003.
- [68] L. Desplanque. Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnageFranz Keldysh subpicoseconde. *hèse de l'Université des Sciences et Technologie de Lille*, 20 novembre 2003.
- [69] P. Bhattacharya O. Qasaimeh, J. Singh. Electroabsorption and electrooptic effect in SiGe/Si quantum wells : Realizationof low-voltage optical modulators. *IEEE J. Quantum Electron.*, 33 :1532–1536, 1994.
- [70] V. Kaman P. Abraham J. E. Bowers Y.-J. Chiu, H.-F. Chou. High extinction ratio and saturation power travellingn-wave electroabsorptionmodulator. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14 :792–794, 2002.
- [71] M. Gross D. Kalinowski T. Adler M. Schmidt D. Jager R. Heinzelmann, A. Stohr. Optically powered remote optical field sensor system using an electroabsorption-modulator. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Baltimore - Maryland- USA*, 3 :1225–1228, 7-12 juin 1998.
- [72] J.-G. Yook I. Papapolymerou L. P. B. Katehi J. F. Whitaker K. Yang, G. David. Electrooptic mapping and finite-element modeling of the near-field patternof a microstrip patch antenna. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 48 :288–294, 2000.

- [73] A. Yariv. Optical Electronics. *éditions Saunders College Publishing*, 1991.
- [74] J. L. Coutaz L. Duvillaret, S. Rialland. Electro-optic sensors for electric field measurements. I. Theoretical comparison among different modulation techniques. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19 :2692–2703, 2002.
- [75] H. Marshall R. Skolnick D. Schaafsma W. C. Wang, W. Lin. All-dielectric miniature wide-band rf receive antenna. *Opt. Eng.*, 43 :673–677, 2004.
- [76] M.-H. Lu et J.-T. Shy M.-S. Huang. High sensitivity bulk electro-optic modulator field sensor for high voltage environments. *Rev. Sci. Instrum.*, 75 :5364–5366, 2004.
- [77] G. Gaborit, L. Duvillaret, N. Breuil, B. Crabos, and J.-L. Lasserre. Low invasiveness, high-bandwidth vectorial pigtailed electro-optic sensors for high power electromagnetics measurements. *High Power Electromagnetics -in Proc. EUROEM*, page 70, 2004.
- [78] N. Kuwabara K. Tajima, R. Kobayashi. Experimental evaluation of broadband isotropic electric field sensor using three Mach-Zehnder interferometers. *Electron. Lett.*, 34 :1130–1132, 1998.
- [79] N. Tesny M. S. Litz, D. C. Judy. A ZnTe electro-optic electric field sensor. *SPIE*, 3702 :30–35, 1999.
- [80] T. S. Horng L. C. Chang W. K. Kuo, S. L. Huang. Two-dimensional mapping of the electric-field vector by electro-optic probe. *Opt. Comm.*, 149 :55–60, 1998.
- [81] S.-L. Huang W. K. Kuo, Y. T. Huang. Three-dimensional electric-field vector measurement with an electro-opticsensing technique. *Opt. Lett.*, 24 :1546–1548, 1999.
- [82] Y.-T. Huang S.-L. Huang W. K. Kuo, W.-H. Chen. Two-dimensional electric-field vector measurement by a LiTaO₃ electro-optic tip. *Appl. Opt.*, 39 :4985–4993, 2000.
- [83] D. M. Bloom K. J. Weingarten, M. J. W. Rodwell. Picosecond optical sampling of GaAs integrated circuits. *IEEE J. Quantum Electron.*, 24 :198–220, 1988.
- [84] R. Kobayashi, K. Tajima, N. Kuwabara, and M. Tokuda. Improvement of frequency characteristics of electric field sensor using Mach Zehnder interferometer. *Electron. Comm. Jpn. Pt.*, 83 :76–84, 2000.
- [85] Q. W. Wu and X.C. Zhang. Freespace electrooptics sampling of midinfrared pulses. *Appl. Phys. Lett.*, 71 :1285–1287, 1997.
- [86] H. E. Jackson S. Sriram S. A. Kingsley J. Latess D. H. Naghski, J. T. Boyd. An integrated photonic Mach-Zehnder interferometer with no electrodes for sensing electric fields. *J. Lightwave Technol.*, 12 :1092–1097, 1994.
- [87] L. Duvillaret. Echantillonnage électro-optique de circuits intégrés III-V avec lasers à semi-conducteurs picosecondes. 31 janvier 1994.
- [88] P. Pugnât A. Siemko L. Duvillaret J. Zicha M. Finger, M. Kral. Feasibility study of an experiment to measure the Vacuum Magnetic Birefringence. *Czech. J. Phys.*, 55 :A389, 2005.
- [89] L. Duvillaret B. Crabos J. L. Lasserre G. Gaborit, G. Martin. Advantages and potentialities of electro-optic sensors for an ultra widebandwidth characterization of radiated or guided electric fields. *European Test and Telemetry conference, Toulouse, France*, 7-9 juin 2005.
- [90] J. L. Coutaz L. Duvillaret, S. Rialland. Electro-optic sensors for electric field measurements. II. Choice of the crystals and complete optimization of their orientation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19 :2704–2715, 2002.
- [91] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, L. Duvillaret, M. Ruaro, and F. Lecoche. Two electric field components measurements using a 2-port pigtailed electro-optic sensor. *App. Phys. Lett.*, 99, 2011.

- [92] J. P. Pérez. *Optique - Fondements et applications. éditions Dunod*, 2004.
- [93] G. Gaborit. *Caractérisation de champs électriques hyperfréquences par capteurs électro-optiques vectoriels fibrés*. PhD thesis, Université de Savoie, 2005.
- [94] M. Bernier. *Mesure vectorielle de champs électriques microondes et de température par transducteurs électro-optiques fibrés*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2008.
- [95] P. Lévêque, C. Dale, B. Veyret, and J. Wiart. Dosimetric analysis of a 900 mhz rat head exposure system. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 52 :2076–2083, 2004.
- [96] P. Jarrige R.P. O’Connor G. Gaborit L. Duvillaret D. Arnaud-Cormos N. Ticaud, S. Kohler and P. Leveque. Specific absorption rate assessment using simultaneous electric field and temperature measurements. *IEEE Ant. Wire. Prop. Lett.*, 11 :252–255, 2012.
- [97] N. Ticaud R.P. O’Connor G. Gaborit L. Duvillaret D. Arnaud-Cormos S. Kohler, P. Jarrige and P. Leveque. Simultaneous high intensity ultrashort pulsed electric field and temperature measurements using a unique electro-optic probe. *IEEE Mic. Wire. Comp. Lett.*, 22 :153–155, 2012.
- [98] M. Kenaan. *Développement d’applicateurs pour étudier le comportement des cellules biologiques soumises à des impulsions électromagnétiques ultracourtes*. PhD thesis, Faculté des Sciences et Techniques de Limoges, 2010.
- [99] O. Beuf, F. Pilleul, M. Armenean, G. Hadour, and H. Saint-Jalmes. In vivo colon wall imaging using endoluminal coils : Feasibility study on rabbits. *Magn. Reson. Med.*, 20 :90–96, 2004.
- [100] C. Armenean, E. Perrin, M. Armenean, O. Beuf, Frank Pilleul, and H. Saint-Jalmes. Rf-induced temperature elevation along metallic wires in clinical magnetic resonance imaging : Influence of diameter and length. *Magn. Reson. Med.*, 52 :1200–1206, 2004.
- [101] V. Detti, D. Grenier, E. Perrin, and O. Beuf. Assessment of radiofrequency self-heating around a metallic wire with mr t1-based thermometry. *Magn. Reson. Med.*, 66 :448–455, 2011.
- [102] M. Ladd and H. Quick. Reduction of resonant rf heating in intravascular catheters using coaxial chokes. *Magn. Reson. Med.*, 43 :615–619, 2000.
- [103] C. Du, J. Yuan, and G. X. Shen. Comparison of fp, vcel and dfb laser diode in optical transmission for mr rf coil array. *Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med.*, 15 :1041, 2007.
- [104] J. Yuan, J. Wei, and G. X. Shen. A 4-channel coil array interconnection by analog direct modulation optical link for 1.5-t mri. *IEEE Trans. Med. Imaging*, 27 :1432–1438, 2008.
- [105] O. G. Memis, Y. Eryaman, O. Aytur, and E. Atalar. Miniaturized fiber-optic transmission system for mri signals. *Magn. Reson. Med.*, 59 :165–173, 2008.
- [106] G. Gaborit, J. Dahdah, F. Lecoche, P. Jarrige, Y. Gaeremynck, E. Duraz, and Lionel Duvillaret. A nonperturbative electrooptic sensor for in situ electric discharge characterization. *IEEE Trans. Plasm. Sci.*, 41 :2851–2857, 2013.
- [107] R. Aydé, G. Gaborit, P. Jarrige, L. Duvillaret, R. Sablong, A-L Perrier, and O. Beuf. Potentialities of an electro-optic crystal fed by nuclear magnetic resonant coil for remote and low-invasive magnetic field characterization. *IEEE Sens. J.*, 13 :1274–1280, 2013.
- [108] R. Aydé, G. Gaborit, J. Dahdah, L. Duvillaret, N. Courjal, C. Guyot, R. Sablong, A-L Perrier, and O. Beuf. Unbiased electro-optic waveguide as a sensitive nuclear magnetic resonance sensor. *IEEE Phot. Tech. Lett.*, Submitted to., 2014.

- [109] G. Gaborit, G. Martin, L. Duvillaret, J.-L. Coutaz, C. T. Nguyen, R. Hierle, and J. Zyss. Electrooptic probe based on an organic microcavity. *IEEE Phot. Tech. Lett.*, 17, 10 :2140–2142, 2005.
- [110] G. Gaborit, G. Martin, J.-L. Coutaz, L. Duvillaret, S. Kassi, and D. Romanini. High finesse fabry-perot electro-optic sensors with enhanced sensitivity and high spatial resolution. *Appl. Opt.*, 46, 11 :2001–2009, 2007.
- [111] Pierre Jarrige. *Développement d’une sonde électro-optique dédiée à la mesure simultanée du champ électrique et de la température au sein des milieux biologiques*. PhD thesis, Université de Savoie, 2013.
- [112] Y. Gaeremynck. Développement d’un système électro-optique de mesure de champ électrique pour les ondes slf à hf. *Thèse Université de Savoie*, 3 Novembre 2012.
- [113] G. Gaborit, P. Jarrige, F. Lecoche, J. Dahdah, E. Duraz, C. Volat, and L. Duvillaret. Single shot and vectorial characterization of intense electric field in various environments with pigtailed electro-optic probe. *IEEE trans. Plasm. Sci.*, 42, 5 :1265–1273, 2014.
- [114] C. Volat, M. Jabbari, M. Farzaneh, and L. Duvillaret. New method for in live-line detection of small defects in composite insulator based on electro-optic e-field sensor. *IEEE Trans. on Diel. and Elec. Ins.*, 20, 1 :194–201, 2013.
- [115] F. Lecoche, G. Gaborit, L. Gillette, G. Schmitt, A. Grau, and L. Duvillaret. Contactless, real time, and vectorial inspection of a multiwire power cable voltage using an electro-optic technique. *IEEE Sens. J.*, 14, 8 :2881–2888, 2014.
- [116] H. R. Hertz. Electric waves. *Stafford*, 1893.
- [117] J. Bose. On the determination of the wavelength of electric radiation by a diffraction grating. *Proc. R. Soc.*, 60 :167–178, 1897.
- [118] D. T. Emerson. The work of jagadis chandra bose : 100 years of millimeter-wave research. *IEEE Micr. Th. Tech.*, 45 :2267, 1997.
- [119] J. Houghton and S.D. Smith. Infrared physics. *Oxford University Press*, 1966.
- [120] K. P. Cheung and D. Auston. A novel technique for measuring far-infrared absorption and dispersion. *Infrared Physics*, 26 :23, 1986.
- [121] Ch. Fattinger and D. Grischkowsky. Point source terahertz optics. *Appl. Phys. Lett.*, 53 :1480, 1988.
- [122] P. R. Smith, D. H. Auston, and M. C. Nuss. Subpicosecond photoconducting dipole antennas. *IEEE J. Quant. Electron.*, 24 :255, 1988.
- [123] F. Garet. Génération optoélectronique d’impulsions électromagnétiques ultra-courtes ; application à la spectroscopie thz. *Thèse de L’Institut National Polytechnique de Grenoble*, 21 novembre 1997.
- [124] D. Mittleman. Sensing with terahertz radiation. *Berlin : Springer-Verlag*, ISBN : 3540431101, 2002.
- [125] B. B . Hu and M. Nuss. Imaging with thz wave. *Opt. Lett.*, 20 :1716, 1995.
- [126] D. M. Mittleman, M. Gupta, R. Neelamani, R.G. Baraniuk, J.V. Rudd, and M. Koch. Recent advances in t-ray imaging. *Appl. Phys. B*, 68 :1085, 1999.
- [127] S. Mickan, D. Abbott, J. Munch, X.C. Zhang, and T. van Dorn. Analysis of system trade-offs for terahertz imaging. *Microelectronics Journal*, 31 :503, 2000.
- [128] E. Pikwell, B.E. Cole, A.J. Fitzgerald, M. Pepper, and V.P. Wallace. In vivo study of human skin using pulsed terahertz radiation. *Phys. Med. Biol.*, 49 :1595–1607, 2004.

- [129] C.M. Mann. Towards terahertz communications systems. *Terahertz Sources and systems, NATO Science Series II*, 27 :261–267, 2001.
- [130] L. S. Mukina, M. M. Nazarov, and A. P. Shkurinov. Propagation of thz plasmon pulse on corrugated and flat metal surface. *Surface science*, 600 :4771–4776, 2006.
- [131] M. Gong, T.-I. Jeon, and D. Grischkowsky. Thz surface wave collapse on coated metal surfaces. *Optics Express*, 19 :17 088–17 10, 2009.
- [132] M. Nazarov, F. Garet, D. Armand, A. Shkurinov, and J.-L. Coutaz. Surface plasmon thz waves on gratings. *Comptes rendus Physique*, 9, 2 :232–247, 2008.
- [133] J. O’Hara, R. Averitt, and A. Taylor. Prism coupling to terahertz surface plasmon polaritons. *Optics express*, 13,16 :6117–6126, 2005.
- [134] G. D. Bogomolov, U.Y. Jeong, G.N. Zhizhin, A.K. Nikitin and V.V. Zavyalov G.M. Kazakevich, and B.C. Lee. Generation of surface electromagnetic waves in terahertz spectral range by free-electron laser radiation and their refractive index determination. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 543, 1 :96–101, 2005.
- [135] G. Gaborit, D. Armand, J.-L. Coutaz, M. Nazarov, and A. Shkurinov. Excitation and focusing of terahertz surface plasmons using a grating coupler with elliptically curved grooves. *Appl. Phys. Lett.*, 94 :231108–1–231108–3, 2009.
- [136] W. Zhu, A. Agrawal, and A. Nahata. Direct measurement of the gouy phase shift for surface plasmon-polaritons. *Optics Express*, 2007 :9995–10 001, 15,16.
- [137] A. Nahata, W. Zhu, and A. Agrawal. Planar plasmonic terahertz guided-wave devices. *Optics Express*, 16, 9 :6216–6226, 2008.
- [138] A. Agrawal, H. Cao, and A. Nahata. Time-domain analysis of enhanced transmission through a single subwavelength aperture. *Optics Express*, 13, 9 :3535–3542, 2005.
- [139] D. Armand. Application de la spectroscopie térahertz à la détection de substances sensibles. *Thèse de Doctorat de l’Université de Grenoble*, 2011.
- [140] T.-I. Jeon and D. Grischkowsky. Thz zenneck surface wave (thz surface plasmon) propagation on a metal sheet. *Appl. Phys. Lett.*, 88, 6 :061 113.1–061 113.3, 2006.
- [141] E. Hendry, A.P. Hibbins, and J. R. Sambles. Importance of diffraction in determining the dispersion of designer surface plasmons. *Phys. Rev. B.*, 78, 23 :235426, 2008.
- [142] T.H. Isaac, J. G. Rivas, J. R. Sambles, W. L. Barnes, and E. Hendry. Surface plasmon mediated transmission of subwavelength slits at thz frequencies. *Phys. Rev. B*, 77, 11 :113411, 2008.
- [143] T. H. Isaac, W. L. Barnes, and E. Hendry. Determining the terahertz optical properties of subwavelength films using semiconductor surface plasmons. *Appl. Phys. Lett.*, 93, 24 :241115, 2008.
- [144] E. Castro-Camus and M. B. Johnston. Extraction of the anisotropic dielectric properties of materials from polarization-resolved terahertz time-domain spectra. *J. Opt. A-Pure Ammpl. Opt.*, 11,10 :105206, 2009.
- [145] L. Duvillaret, F. Garet, and J.-L. Coutaz. A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2, 3 :739–746, 1996.
- [146] T.-R. Tsai, C.-Y. Chen, C.-. Pan, R.-P. Pan, and X.-C. Zhang. Terahertz time-domain spectroscopy studies of the optical constants of the nematic liquid crystal 5cb. *Appl. Opt.*, 42, 13 :2372–2376, 2003.

- [147] T. Nagashima, M. Tani, and M. Hangyo. Polarization-sensitive thz-tds and its application to anisotropy sensing. *J. Infrared Millimeter Waves*, pages 1–36, 2013.
- [148] T. Nagashima and M. Hangyo. Measurement of complex optical constants of a highly doped si wafer using terahertz ellipsometry. *Appl. Phys. Lett.*, 79, 24 :3917–3919, 2001.
- [149] G. Gallot and D. Grischkowsky. Electro-optic detection of terahertz radiation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16, 8 :1204–1212, 1999.
- [150] T. Hofmann, C.M. Herzinger, A. Boosalis, T.E. Tiwald, J.A. Woollam, and M. Schubert. Variable-wavelength frequency-domain terahertz ellipsometry. *Rev. Sci. Instrum.*, 81, 2 :023101–023101, 2010.
- [151] F. Blanchard, D. Golde, F.H. L. Razzari Su, G. Sharma, R. Morandotti, T. Ozaki, M. Reid, M. Kira, S. W. Koch, and F. A. Hegmann. Anisotropic ultrafast electron dynamics induced by high-field terahertz pulses in n-doped ingaas. *arXiv preprint arXiv :1011.3307*, 2010.
- [152] H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard, and K. Tanaka. Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 mv/cm generated by optical rectification in linbo3. *Appl. Phys. Lett.*, 98, 9 :091106, 2011.
- [153] M. C. Hoffmann. Nonlinear terahertz spectroscopy. *Terahertz Spectroscopy and Imaging, Springer Berlin Heidelberg*, pages 355–388, 2013.
- [154] S.A. Maier, S.R. Andrews, L. Martin-Moreno, and F.J. Garcia-Vidal. Terahertz surface plasmon polariton propagation and focusing on periodically corrugated metal wires. *Phys. Rev. Lett.*, 97, 17 :176805, 2006.
- [155] M. Nazarov and J.-L. Coutaz. Terahertz surface waves propagating on metals with sub-wavelength structure and grating reliefs. *J. Infrared Millimeter Waves*, 32, 10 :1054–1073, 2011.
- [156] K. Saito, T. Tanabe, and Y. Oyama. Elliptically polarized thz-wave generation from gap-thz planar waveguide via collinear phase-matched difference frequency mixing. *Opt. Express*, 20, 23 :26082–26088, 2012.
- [157] J.-T. Lu, C.-H. Lai, T.-F. Tseng, H. Chen, I.-J. Chen Y.-F. Tsai, Y.-J. Hwang, H.-C. Chang, and C.-K. Sun. Terahertz polarization-sensitive rectangular pipe waveguides. *Opt. Express*, 19, 22 :21532–21539, 2011.
- [158] C. Goy, M. Scheller, B. Scherger, V. P. Wallace, and M. Koch. Terahertz waveguide prism. *Opt. Express*, 21, 16 :19292–19301, 2013.
- [159] J.B. Masson and G. Gallot. Terahertz achromatic quarter-wave plate. *Opt. Lett.*, 31, 2 :265–267, 2006.
- [160] X.G. Peralta, E.I. Smirnova, A.K. Azad, H.T. Chen, A.J. Taylor, I. Brener, and J.F. O’Hara. Metamaterials for thz polarimetric devices. *Opt. Express*, 17, 2 :773–783, 2009.
- [161] S.C. Saha, Y. Ma, J.P. Grant, A. Khalid, and D.R. Cumming. Imprinted terahertz artificial dielectric quarter wave plates. *Opt. Express*, 18, 12 :12168–12175, 2010.
- [162] B. Scherger, M. Scheller, N. Vieweg, S.T. Cundiff, and M. Koch. Paper terahertz wave plates. *Opt. Express*, 19, 25 :24884–24889, 2011.
- [163] M. Reid and R. Fedosejevs. Terahertz birefringence and attenuation properties of wood and paper. *Appl. Opt.*, 45, 12 :2766–2772, 2006.
- [164] P. Weis, O. Paul, C. Imhof, R. Beigang, and M. Rahm. Strongly birefringent metamaterials as negative index terahertz wave plates. *Appl. Phys. Lett.*, 95, 17 :171104, 2009.
- [165] B. Ferguson and X.C. Zhang. Materials for terahertz science and technology. *Nat. Mater.*, 1, 1 :26–33, 2002.

- [166] A. Rice, Y. Jin, X.F. Ma, X.C. Zhang, D. Bliss, J. Larkin, and M. Alexander. Terahertz optical rectification from 110 zinc blende crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 64, 11 :1324–1326, 1994.
- [167] A. Nahata, A.S. Weling, and T.F. Heinz. A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electrooptic sampling. *Appl. Phys. Lett.*, 69, 16 :2321–2323, 1996.
- [168] A. Schneider, M. Neis, M. Stillhart, B. Ruiz and R.U. Khan, and P. Gunter. Generation of terahertz pulses through optical rectification in organic dast crystals : theory and experiment. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23, 9 :1822–1835, 2006.
- [169] F. Blanchard, L. Razzari, H.-C. Bandulet, G. Sharma, R. Morandotti, J.-C. Kieffer, T. Ozaki, M. Reid, H. F. Tiedje, H. K. Haugen, and F. A. Hegmann. Generation of 1.5 μ j single cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture znTe crystal. *Opt. Express*, 15, 20 :13212–13220, 2007.
- [170] Q. Chen, M. Tani, Z. Jiang, and X.C. Zhang. Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications. *J. Opt. Soc. Am. B*, 18, 6 :823–831, 2001.

Quatrième partie

Publications, brevets et communications

9	Articles de revue, brevets et conférences	127
9.1	Publications dans des revues internationales avec comité de lecture	127
9.2	Brevets	128
9.3	Publications dans des revues nationales avec comité de lecture	129
9.4	Participation à la rédaction d'ouvrage scientifique	129
9.5	Conférences internationales avec comité de lecture et publication des actes	129
9.6	Conférences nationales avec comité de lecture et publication des actes	132
9.7	Autres communications	134
9.8	Prix et distinctions de l'entreprise Kapteos	135
10	Publications annexées	137
10.1	Électro-optique (Plasmas)	137
10.2	Électro-optique (1 axe & température)	147
10.3	Électro-optique (2 axes)	155
10.4	Plasmonique térahertz	159

Articles de revue, brevets et conférences

9.1 Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

- [P1] R. Aydé, G. Gaborit, J. Dahdah, L. Duvillaret, N. Courjal, C. Guyot, R. Sablong, A.-L. Perrier and O. Beuf, "*Unbiased Electro-Optic Waveguide as a Sensitive Nuclear Magnetic Resonance Sensor*", IEEE Phot. Tech. Lett., Vol. 26, 12, pp. 1266-1269, 2014.
- [P2] F. Lecoche, G. Gaborit, L. Gillette, G. Schmitt, A. Grau and L. Duvillaret, "*Contactless, real time, and vectorial inspection of a multi-wire power cable voltage using an electro-optic technique*", IEEE Sens. J., Vol. 14, 8, pp. 2882-2888, 2014.
- [P3] R. Ayde, A.-L. Perrier, G. Gaborit, L. Duvillaret, R. Sablong and O. Beuf, "*Active Optical-Based Detuning Circuits for Receiver Endoluminal Coil*", submitted to Magnetic Resonance in Medicine, 2014
- [P4] G. Gaborit, P. Jarrige, F. Lecoche, J. Dahdah, E. Duraz, C. Volat and L. Duvillaret, "*Single Shot and Vectorial Characterization of Intense Electric Field in Various Environments with Pigtailed Electro-optic Probe*", IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 42, 5, pp. 1265-1273, 2014.
- [P5] G. Gaborit, J. Dahdah, F. Lecoche, P. Jarrige, Y. Gaeremynck, E. Duraz, and L. Duvillaret, "*A Nonperturbative Electrooptic Sensor for in Situ Electric Discharge Characterization*", IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 41, 10, pp. 2851-2857, 2013.
- [P6] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, F. Lecoche and L. Duvillaret, "*Transient Dynamics of Electro-Optic Effect in ZnTe and Cd_{1-x}Zn_xTe Crystals at Low Frequency*", Submitted to Opt. Lett., 2013.
- [P7] R. Aydé, G. Gaborit, P. Jarrige, L. Duvillaret, R. Sablong, A.-L. Perrier and O. Beuf, "*Electro-optic crystal as a transducer for remote and non-invasive characterization of NMR associated magnetic field*", IEEE Sens. J., Vol. 13, 4, pp. 1274-1280, 2013.
- [P8] P. Jarrige, G. Gaborit, L. Duvillaret, S. Kohler, N. Ticaud, D. Arnaud-Cormos and P. Leveque, "*Electro-Optic Probe Devoted to Simultaneous Electric-Field and Temperature Measurements in Biological Media for Dosimetric Assessments*", Radio Science Bulletin, No. 342, pp. 5-15, 2012.
- [P9] P. Jarrige, N. Ticaud, S. Kohler, R.P. O'Connor, L. Duvillaret, G. Gaborit, D. Arnaud-Cormos and P. Leveque, "*Electrooptic Probe Adapted for Bioelectromagnetic Experimental Investigations*", IEEE Trans. Instrum. Meas., Vol. 99, pp. 1-8, 2012.
- [P10] S. Kohler, P. Jarrige, N. Ticaud, R.P. O'Connor, L. Duvillaret, G. Gaborit, D. Arnaud-Cormos and P. Leveque, "*Simultaneous High Intensity Ultrashort Pulsed Electric Field and*

- Temperature Measurements Using a Unique Electro-Optic Probe*", IEEE Microwave Wireless Compon. Lett., Vol. 22, No. 3, pp. 153-155, 2012.
- [P11] N. Ticaud, S. Kohler, P. Jarrige, R.P. O'Connor, L. Duvillaret, G. Gaborit, D. Arnaud-Cormos and P. Leveque, "*Specific Absorption Rate Assessment Using Simultaneous Electric Field and Temperature Measurements*", IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett., Vol. 11, pp. 252-254, 2012.
- [P12] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, L. Duvillaret, M. Ruaro and F. Lecoche, "*Two electric-field components measurement using a 2-port pigtailed electro-optic sensor*", Appl. Phys. Lett., Vol. 99, 141102, 2011.
- [P13] M. Bernier, L. Duvillaret, G. Gaborit, A. Pauper and J.-L. Lasserre, "*Fully-automated E-field measurement system using pigtailed electro-optic sensors for temperature-dependent-free measurements of microwave signals in outdoors conditions*", IEEE Sens. J., Vol.9, No. 1, pp. 61-68, 2009.
- [P14] G. Gaborit, D. Armand, J.-L. Coutaz, M. Nazarov and A. Shkurinov, "*Excitation and focusing of terahertz surface plasmons using a grating coupler with elliptically curved grooves*", Appl. Phys. Lett., Vol. 94, 231108, 2009.
- [P15] M. Bernier, G. Gaborit, L. Duvillaret, A. Paupert and J.-L. Lasserre, "*Electric field and temperature measurement using ultra wide bandwidth pigtailed electro-optic probes*", Appl. Opt., Vol. 47, No. 13, pp. 2470-2476, 2008.
- [P16] G. Gaborit, J.-L. Coutaz and L. Duvillaret, "*Vectorial electric field measurement using isotropic electro-optic crystals*", Appl. Phys. Lett., Vol. 90, 241118, 2007.
- [P17] G. Gaborit, G. Martin, J.-L. Coutaz, L. Duvillaret, S. Kassi and D. Romanini, "*High-finesse Fabry-Perot electro-optic sensors with enhanced sensitivity and high spatial resolution*", Appl. Opt., Vol. 46, No. 11, pp. 2001-2009, 2007.
- [P18] G. Gaborit, G. Martin, L. Duvillaret, J.-L. Coutaz, C. T. Nguyen, R. Hierle and J. Zyss, "*Electrooptic probe based on an organic microcavity*", IEEE Photonics Technol. Lett., Vol. 17, No 10, pp. 2140-2142, 2005.

9.2 Brevets

- [B1] L. Duvillaret, G. Gaborit, F. Lecoche, G. Schmitt et A. Grau, "*Dispositif de mesure de tension*", dépôt de brevet FR 13/54984 (2013).
- [B2] L. Duvillaret, G. Gaborit and F. Lecoche, "*Method and Device for Measuring a Voltage*", "*Procédé et dispositif de mesure d'une tension*", WO Patent WO/2013/064788 (2013), PCT/FR2012/052546 (2012).
- [B3] L. Duvillaret and G. Gaborit, "*Electrooptic Probe for Measuring Temperature and Electromagnetic Field*", "*Sonde électro-optique de mesure de température et de champ électromagnétique*", WO Patent WO/2007/144,546 (2007), EP Patent 2,035,845 (2009), US Patent 7,769,250 (2010).
- [B4] L. Duvillaret and G. Gaborit, "*Electro-optic Probe For Vector Measurement of an Electromagnetic Field*", "*Sonde électro-optique de mesure vectorielle d'un champ électromagnétique*", WO Patent WO/2007/144,547 (2007), EP Patent 2,035,846 (2009), US Patent App. 12/305,066 (2010).

9.3 Publications dans des revues nationales avec comité de lecture

- [PN1] J.-L. Lasserre, P. Bruguière, L. Duvillaret et G. Gaborit, "*Mesure d'impulsions microonde de forte puissance par sondes électro-optiques*", Revue CHOCS, Vol. 9, No. 44, pp.20-28, 2013.
- [PN2] J.-L. Coutaz, F. Garet, G. Gaborit, L. Duvillaret, "*Potentialité des ondes térahertz en imagerie*", REE. Revue de l'électricité et de l'électronique, Vol. 9, pp. 29-38, 2007.

9.4 Participation à la rédaction d'ouvrage scientifique

- [OS1] G. Gaborit, P. Jarrige, Y. Gaeremynck, A. Warzecha, M. Bernier, J.-L. Lasserre, and L. Duvillaret, "*Pockels'Effect Based Probe for UWB and HPEM Measurements*", Ultra-Wideband, Short Pulse Electromagnetics 10 book, Chapter 6, Springer, 2013.

9.5 Conférences internationales avec comité de lecture et publication des actes

Communications orales

- [CIO1] G. Gaborit, P. Jarrige, F. Lecoche, J. Dahdah and L. Duvillaret, "*Spatio-Temporal and Vectorial Analysis of the Electric Field Vector with an Optical Sensor*", IEEE CAMA 2014, Juan les Pins, France, November 16-19, 2014.
- [CIO2] G. Gaborit, P. Jarrige, F. Lecoche, J. Dahdah and L. Duvillaret, "*Dielectric probe for fully vectorial analysis of electric field*", AMEREM 2014, Albuquerque, New Mexico, USA, July 27-31, 2014.
- [CIO3] G. Gaborit, A. Biciunas, and J.-L. Coutaz, "*Terahertz vectorial antennas based on cubic electro-optic crystals*", **Invited paper**, Laser Optics 2014, St Petersburg, Russia, June 30-July 4, 2014.
- [CIO4] G. Gaborit, C. Volat, L. Gillette, J. Dahdah, F. Lecoche, P. Jarrige and L. Duvillaret, "*Optical sensor for the diagnostic of high voltage equipment*", IEEE Electrical Insulation Conference (EIC) , Philadelphia, Pennsylvania, USA, June 8-11, 2014.
- [CIO5] F. Lecoche, G. Gaborit, A. Grau, G. Schmitt and L. Duvillaret, "*Contact-less real-time voltage monitoring of multi-conductors cables with electro-optic sensor*", IEEE Electrical Insulation Conference (EIC) , Philadelphia, Pennsylvania, USA, June 8-11, 2014.
- [CIO6] C. Volat, G. Kone, L. Duvillaret and G. Gaborit, "*Experimental investigations of DC corona detection using electro-optic E-field sensor*", IEEE Electrical Insulation Conference (EIC) , Philadelphia, Pennsylvania, USA, June 8-11, 2014.
- [CIO7] G. Gaborit, S. Reuter, S. Iseni and L. Duvillaret, "*Cold Plasma Diagnostic Using Vectorial Electrooptic Probe*", International Conference on Plasma Medicine (ICPM5), Nara, Japan, May 18-23, 2014.
- [CIO8] R. Ayde, G. Gaborit, J. Dahdah, L. Duvillaret, R. Sablong, A.-L. Perrier and O. Beuf, "*Linear electro-optic effect for nuclear magnetic resonance coil*", SPIE Photonics Europe, Brussels, Belgium, April 14-17, 2014.
- [CIO9] Anne Grau, Gilbert Schmitt, Frédéric Lecoche, Lionel Duvillaret, Gwenael Gaborit, Menad Bourkeb, Charles Joubert, Olivier Ondel, Hamed Yahoui, Riccardo Scorretti, Laurent Morel, Baya Hadid, Régis Ouvrard, Thierry Poinot, Erik Etien, Laurent Le Brusquet ,

- "Low cost power and flow rates measurements for manufacturing plants", 16th International Congress of Metrology, Paris, France, October 7-10, 2013.
- [CIO10] R. Ayde, A.-L. Perrier, R. Sablong, L. Duvillaret, G. Gaborit, and O. Beuf, "*Direct RF magnetic field conversion by electro-optic effect for MR endoluminal coil*", ESMRMB, Toulouse, France, October 3-5, 2013.
- [CIO11] G. Gaborit, L. Duvillaret, Andrius Biciunas and J.-L. Coutaz, "*Electro-Optic Sensing, From DC up to Terahertz Frequencies*", **Invited paper**, International Conference on Advance Laser Technologies (ALT), Budva, Montenegro, September 16-20, 2013.
- [CIO12] G. Gaborit, F. Lecoche, J. Dahdah, E. Duraz, L. Duvillaret and J.-L. Lasserre, "*Non-Invasive Vectorial Electric Field Characterization with Optical Probes*", International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), Torino, Italy, September 9-13, 2013.
- [CIO13] G. Gaborit, P. Jarrige, F. Lecoche, J. Dahdah, E. Duraz, C. Volat and , L. Duvillaret, "*Single Shot Measurements of Electric Field Vector in Various Environments with Pigtailed Electro-optic Probes*", **Invited paper**, IEEE Pulsed Power & Plasma Science Conference (PPPS), San Francisco, CA USA, June 16-21, 2013.
- [CIO14] G. Gaborit, L. Duvillaret, F. Lecoche, J. Dahdah and C. Volat, "*Contactless optical sensors for in situ AC and DC electric field measurements and diagnostics*", IEEE Electrical Insulation Conference (EIC) , Ottawa, Canada, June 2-5, 2013.
- [CIO15] G. Gaborit, Y. Gaeremynck, P. Jarrige, F. Lecoche, G. Chevrier-Gros, J. Dahdah, E. Duraz and L. Duvillaret, "*High dynamic range vectorial sensor for high power microwaves*", Euro-Asian Pulsed Power Conference/International Conference on High Power Particle Beams (EAPPC/BEAMS), Karlsruhe, Germany, September 3rd-October 4th, 2012.
- [CIO16] G. Gaborit, P. Jarrige and L. Duvillaret, "*Non perturbative sensor for in-situ pulsed power measurement*", Euro-Asian Pulsed Power Conference/International Conference on High Power Particle Beams (EAPPC/BEAMS), Karlsruhe, Germany, September 3rd-October 4th, 2012.
- [CIO17] A. Le Mouel, G. Schmitt, M. Dupont, C. Joubert, M. Bourkeb, O. Ondel, C. Coutier, L. Duvillaret, Y. Gaeremynck, G. Gaborit, F. Lecoche, E. Etien, B. Hadid, R. Ouvrard, T. Poinot, J.-M. Moser, C. Kern and L. Lebrusquet, "*Fostering Energy Efficiency in manufacturing plants through economical breakthroughs in power and flow rate measurement*", ECEEE 2012 Summer Study on energy efficiency in industry, Arnhem, Netherland, September 11-14, 2012.
- [CIO18] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, P. Jarrige, L. Duvillaret, F. Lecoche, M. Ruaro and J.-L. Lasserre, "*High dynamics electro-optic transducer for HPEM characterization*", EUROEM, Toulouse, France, July 2-6, 2012.
- [CIO19] P. Jarrige, G. Gaborit, Y. Gaeremynck, L. Duvillaret, F. Lecoche, M. Ruaro, N. Ticaud, S. Kohler, D. Arnaud-Cormos, "*Electro-optics for non-invasive UWB electric field sensing*", EUROEM, Toulouse, France, July 2-6, 2012.
- [CIO20] S. Kohler, N. Ticaud, D. Arnaud-Cormos, P. Leveque, P. Jarrige, G. Gaborit and L. Duvillaret, "*Simultaneous temperature and vectorial electric field measurements with an electro-optic probe for bioelectromagnetic investigations*", International Conference on Microwave and High Frequency Heating (AMPERE), Toulouse, France, September 5-8, 2011.
- [CIO21] Y. Gaeremynck, P. Jarrige, L. Duvillaret, G. Gaborit and F. Lecoche, "*Two-components Electric-field Sensor for Ultra Wide Band Polarimetric Measurements*", Progress In Electromagnetics Research Symposium(PIERS), Marrakesh, Maroco, March 20-23, 2011.

- [CIO22] P. Jarrige, S. Kohler, N. Ticaud, L. Duvillaret, G. Gaborit, P. Leveque and D. Arnaud Cormos, "*Vectorial Electro-Optic Sensors for Microwave Dosimetric Applications*", Progress In Electromagnetics Research Symposium(PIERS), Marrakesh, Maroco, March 20-23, 2011.
- [CIO23] A. Warzecha, G. Gaborit and L. Duvillaret, "*Vectorial Remote Sensing of Guided Electric Field with Pigtailed Electro-optic Microcavities*", Progress In Electromagnetics Research Symposium(PIERS), Marrakesh, Maroco, March 20-23, 2011.
- [CIO24] A. Warzecha, G. Gaborit, M. Ruaro, L. Duvillaret and J.L. Lasserre, "*Pigtailed electro-optic probes for vectorial electric field mapping*", **Best paper award**, SPIE Photonics Europe, Brussel, Belgium, April 12-16, 2010.
- [CIO25] M. Nazarov, A.V. Andreev, I.R. Prudnikov, A. Shkurinov, I.Y. Denisyuk, D. Armand, G. Gaborit and J.-L. Coutaz, "*Terahertz surface plasmon interaction on a corrugated metal surface*", **Invited paper**, IRMMW-THz, Busan, Korea, September 21-25, 2009.
- [CIO26] A. Warzecha, M. Bernier, G. Gaborit, L. Duvillaret and J.-L. Lasserre, "*Electro-optic sensors dedicated to noninvasive electric field characterization*", SPIE Optical Metrology, Munich, Germany, May 23-26, 2009.
- [CIO27] M. Bernier, L. Duvillaret, G. Gaborit, A. Paupert and J.-L. Lasserre, "*Simultaneous microwave electric field and temperature measurement using pigtailed electro-optic probes*", Microwaves, Radar and Wireless Communication MIKON, Wroclaw, Poland, May 19-21, 2008.
- [CIO28] M. Bernier, L. Duvillaret, G. Gaborit, A. Pauper and J.-L. Lasserre, "*Electro-optic sensors : Toward stable, sensitive and vectorial measurements of high power electromagnetic fields*", EUROEM, Lausanne, Switzerland, July 21-25, 2008.
- [CIO29] G. Gaborit, D. Armand, M. Nazarov, A. Shkurinov and J.-L. Coutaz, "*Coupling and Focusing THz surface plasmons by elliptical grating on bulk aluminium*", EOS Annual Meeting, Paris, France, September 29th-October 2nd, 2008.
- [CIO30] M. Bernier, L. Duvillaret, G. Gaborit, A. Paupert and J.-L. Lasserre, "*Vectorial measurement of guided or radiated microwave electric fields by a temporally stable pigtailed electro optic sensor*", OHD, Valence, France, September 5-7, 2007.
- [CIO31] M. Bernier, L. Duvillaret, G. Gaborit, A. Paupert and J.-L. Lasserre, "*Temperature-dependent-free pigtailed electro-optic sensors for vectorial measurement of microwave signals*", IEEE Sensors, Atlanta, GA, USA, October 28-31, 2007.
- [CIO32] G. Gaborit, G. Martin, J.-L. Coutaz, L. Duvillaret, Philippe Di Bin, "*Electro-Optic Sensors : Towards vectorial characterization of microwave electric fields*", **Invited paper**, ARFTG Microwave Measurement Symposium, Broomfield, Co., USA, November 28th-December 1st, 2006.
- [CIO33] G. Gaborit, G. Martin, M. Bernier, L. Duvillaret and J.-L. Coutaz, "*Sensing Microwave Guided or Radiated Electric Field by Means of Vectorial Electro-Optic Sensors*", Microwave Photonics (MWP), Grenoble, France, October, 2006.
- [CIO34] G. Gaborit, G. Martin, L. Duvillaret, J.L. Coutaz, C. Nguyen, R. Hierle and J. Zyss, "*Organic Fabry-Perot micro-cavity for electro-optic sampling by amplitude modulation*", ICONO/LAT, St Petersburg, Russia, May 11-15, 2005.
- [CIO35] G. Gaborit and L. Duvillaret, "*Electro-optic sensors : towards vectorial electric field characterization*", European Conference on Integrated Optics (ECIO), Grenoble, France, April 6-8, 2005.

- [CIO36] G. Gaborit, G. Martin, L. Duvillaret, B. Crabos and J.-L. Lasserre, "*Advantages and potentialities of electro-optic sensors for an ultra wide bandwidth characterization of radiated or guided electric fields*", European Test and Telemetry (ETTC), Toulouse, France, June 7-9, 2005.
- [CIO37] G. Gaborit, L. Duvillaret, N. Breuil, B. Crabos and J.-L. Lasserre, "*Low invasiveness, high-bandwidth vectorial pigtailed electro-optic sensors for high power electromagnetics measurements*", EUROEM, Magdeburg, Germany, July 12-16, 2004.
- [CIO38] F. Gruson, G. Gaborit, P. Abele, H. Schumacher, "*A broadband SiGe mixer for 5-GHz WLAN applications with X-band quadrature generation and high image-rejection*", IEEE RFIC, Fort Worth, Texas, US, June 6-8, 2004.

Communications par affiche

- [CIP39] R. Ayde, A.-L. Perrier, J. Dahdah, R. Sablong, L. Duvillaret, G. Gaborit, and O. Beuf, "*Electro-optic RF magnetic resonance signal based on a Ti :LiNbO₃ waveguide*", ISMRM-ESMRMB, Milan, Italy, May 10-16, 2014.
- [CIP40] R. Ayde, R. Sablong, G. Gaborit, L. Duvillaret, A.-L. Perrier and O. Beuf, "*Active optical-based decoupling circuit for receiver endoluminal coil*", ISMRM-ESMRMB, Milan, Italy, May 10-16, 2014.
- [CIP41] J.-L. Coutaz, G. Gaborit, J. Oden, J.-F. Roux and C. Otani, "*Time-domain Characterization of THz Power Detectors*", IRMMW, Mainz, Germany, September 1-6, 2013.
- [CIP42] R. Ayde, A.-L. Perrier, R. Sablong, L. Duvillaret, G. Gaborit, and O. Beuf, "*Active optical decoupling circuit for radio frequency endoluminal coil*", ESMRMB, Toulouse, France, October 3-5, 2013.
- [CIP43] G. Gaborit, J. Oden, J.-F. Roux, F. Garet and J.-L. Coutaz, "*Terahertz Time Domain Spectroscopy Using a Power Detector*", IEEE Pulsed Power & Plasma Science Conference (PPPS), San Francisco, CA USA, June 16-21, 2013.
- [CIP44] J. Oden, G. Gaborit, J.-F. Roux, F. Garet and J.-L. Coutaz, "*Frequency-resolved terahertz measurements using a power detector*", 7th Terahertz Days, Cargese, France, March 25-27, 2013.
- [CIP45] C. Volat, L. Duvillaret and G. Gaborit, "*Detection of AC Corona Discharges Using an Electro-Optic E-field Sensor*", IEEE International Symposium on Electrical Insulation (ISEI), San Juan, Puerto Rico, June 10-13, 2012.
- [CIP46] G. Gaborit, A. Warzecha, Y. Gaeremynck, P. Jarrige and L. Duvillaret, "*Electro-optics as a versatile technique for non-invasive vectorial sensing of electric fields*", XXXth URSI GAAS, Istanbul, Turkey, August 13-20, 2011.
- [CIP47] M. Bernier, G. Gaborit, G. Martin, L. Duvillaret, J.L. Coutaz and J.L. Lasserre, "*Vectorial Characterization of Single-Shot High Power Microwave Pulses using Pigtailed Electro-optic Sensors under Outdoors Conditions*", European Conference on Lasers and Electro-optics (CLEO), Munich, Germany, June 17-22, 2007.

9.6 Conférences nationales avec comité de lecture et publication des actes

Communications orales

- [CNO1] Duvillaret et G. Gaborit, "*Sondes optiques diélectriques pour la mesure en champ proche à haute résolution spatiale*", **Présentation invitée**, GDR Ondes – Journées CEM

champ proche, Toulouse, France, 25 juin, 2013.

- [CNO2] G. Gaborit, P. Jarrige, F. Lecoche, J. Dahdah et L. Duvillaret, "*Capteur Electro-Optique Vectoriel pour la Mesure In-Situ de Champ Electrique Intense*", Journées Nationales des Microondes (JNM), Paris, France, 15-17 Mai, 2013.
- [CNO3] R. Ayde, G. Gaborit, A.-L. Perrier, R. Sablong, L. Duvillaret et O. Beuf, "*Validation du principe de conversion de champ magnétique RF par une technique électro-optique adaptée à l'IRM endoluminale*", imagerie-vivant : Nouvelles méthodologies en imagerie du vivant, Lyon, France, 11-13 Décembre, 2012.
- [CNO4] L. Duvillaret, G. Gaborit et P. Leveque, "*Sonde électro-optique de mesure duale champ électrique / température*", **Présentation invitée**, Rencontres scientifiques de l'ANSES (Agence Nationale de Sécurité Sanitaire), Cité internationale universitaire de Paris, 25 Septembre, 2012.
- [CNO5] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, L. Duvillaret, A. Warzecha, P. Jarrige and F. Lecoche, "*Sondes de mesure électro-optique pour le diagnostic vectoriel de champ électrique*", Colloque International sur la Compatibilité ElectroMagnétique (CEM2012), Rouen, France, 25-27 Avril, 2012.
- [CNO6] P. Jarrige, G. Gaborit, S. Kohler, N. Ticaud, L. Duvillaret, D. Arnaud-Cormos et P. Leveque, "*Mesure dosimétrique par capteur electro-optique fibré*", **Prix de la meilleure présentation**, URSI BIOEM, Champs électromagnétiques : de la dosimétrie à la santé humaine, Paris, France, 3-4 Avril, 2012.
- [CNO7] P. Jarrige, G. Gaborit, L. Duvillaret, M. Ruaro, Y. Gaeremynck et F. Lecoche, "*Caractérisation large bande des coefficients électro-optiques de cristaux non-centrosymétriques*", Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux (JCMM), Chambéry, France, 28-30 Mars, 2012.
- [CNO8] L. Duvillaret, G. Gaborit, M. Bernier et A. Warzecha, "*Mesure non perturbatrice ultra large bande (quasi DC - 20 GHz) de champs électriques par effet Pöckels*", **Présentation invitée**, GDR Onde, Interférences d'Ondes, CNAM, Paris, 2-4 Novembre, 2009.
- [CNO9] G. Gaborit et L. Duvillaret, "*Caractérisation de cristaux électro-optiques en hyperfréquence*", Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique (JNCO), Ecully, France, 5-7 Novembre, 2003.

Communications par affiche

- [CNP10] R. Ayde, A.-L. Perrier, R. Sablong, L. Duvillaret, G. Gaborit et O. Beuf, "*Capteur RF endoluminal incorporant un circuit de découplage actif optique*", imagerie-vivant : Nouvelles méthodologies en imagerie du vivant, Lyon, France, 11-13 Avril, 2012.
- [CNP11] P. Jarrige, S. Kohler, N. Ticaud, L. Duvillaret, G. Gaborit, D. Arnaud-Cormos et P. Léveque, "*Développement d'une sonde électro-optique pour la caractérisation du débit d'absorption spécifique*", Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux (JCMM), Chambéry, France, 28-30 Mars, 2012.
- [CNP12] R. Ayde, A.-L. Perrier, R. Sablong, L. Duvillaret, G. Gaborit et Olivier Beuf, "*Principe d'une sonde endoluminale IRM fibrée avec conversion électro-optique*", Congrès de la Société Française de Résonance Magnétique en Biologie et Médecine (SFRMBM), Marseille, France, 21-23 Mars, 2012.
- [CNP13] L. Duvillaret, M. Bernier, G. Gaborit, A. Paupert and J.-L. Lasserre, "*Mesure simultanée de champ électrique microonde et de température pour les applications de bio-électromagnétisme*", Journées Nationales des Microondes (JNM), Grenoble, France, 27-29 mai, 2009.

- [CNP14] A. Warzecha, M. Bernier, G. Gaborit, L. Duvillaret and J.-L. Lasserre, "*Capteurs électro-optiques fibrés et ultracompacts dédiés aux mesures hyperfréquences en espace libre*", Journées Nationales des Microondes (JNM), Grenoble, France, 27-29 mai, 2009.
- [CNP15] A. Warzecha, G. Gaborit, J. Dahdah, G. Ulliac, N. Courjal, N. Grossard, H. Porte, L. Duvillaret et J.-L. Lasserre, "*Capteurs électro-optiques fibrés en optique intégrée sur $LiNbO_3$ dédiés à la mesure de champs électriques*", Horizons de l'Optique, Lille, France, 6-9 Juillet, 2009.
- [CNP16] D. Armand, G. Gaborit, F. Garet, J.-L. Coutaz, M. Nazarov, A. Andreev, I. Prudnikov, A. Shkurinov, and I. Yu. Denisjuk, "*Propriétés de propagation de plasmons de surface sur des surfaces périodiques dans le domaine THz*", Journée TéraHertz, Bombanne, France, 29-31 mai, 2007.
- [CNP17] G. Gaborit, G. Martin, S. Kassi, L. Duvillaret, D. Romanini et J.-L. Coutaz, "*Capteurs de champs électriques haute fréquence à base de cristaux électro-optiques*", , Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique (JNCO), Ecully, France, 12-14 Décembre, 2005.
- [CNP18] G. Gaborit, A. Paupert, J.-L. Lasserre et L. Duvillaret, "*Capteurs électro-optiques fibrés dédiés à la mesure vectorielle de champs électriques en espace libre*", Journées Nationales de l'Optique Guidée (JNOG), Chambéry, France, 8-10 Novembre, 2005.
- [CNP19] G. Martin, G. Gaborit, S. Kassi, L. Duvillaret, D. Romanini et J.-L. Coutaz, "*Sonde électro-optique de type Fabry-Pérot pour la détection de champs électriques de faible amplitude*", Horizons de l'Optique, Chambéry, France, 8-10 Novembre, 2005.
- [CNP20] G. Martin, G. Gaborit, L. Duvillaret, C.T. Nguyen, J. Zyss et J.-L. Coutaz, "*Caractérisation de champ électrique par modulation d'amplitude dans une microcavité organique*", Devices and electronics of organics (DIELOR), Limoges, France, 15-17 septembre, 2004.
- [CNP21] G. Gaborit, N. Breuil et L. Duvillaret, "*Capteurs électro-optiques fibrée ultracompact pour la mesure de champ électrique*", Journées Nationales des Microondes (JNM), Lille, France, 21-23 mai, 2003.

9.7 Autres communications

- [OC1] G. Gaborit, L. Duvillaret, "*Kapteos, Optical solutions for electromagnetic field and temperature measurement*", Atelier des acteurs de la filière Cristaux et Matériaux, Cristal Innov, 01 Juillet, 2014.
- [OC2] G. Gaborit, M. Cueille, F. Ndagijimana et L. Duvillaret, "*Développement d'un scanner de DAS à haute résolution basé sur un capteur électrooptique*", Séminaire organisé par l'ANSES, Maisons-Alfort, France, 8 Avril , 2014.
- [OC3] L. Duvillaret, G. Gaborit, F. Lecoche, P. Jarrige, J. Dahdah et E. Duraz, "*Sondes optiques UWB à grande dynamique pour mesure en champs proche et lointain*", 4ème Journées d'études "Electromagnétisme et Guerre Electronique organisées par la SEE, la DGA, l'ISAE et l'ONERA, Toulouse, France, 13-14 Novembre , 2013.
- [OC4] R. Sablong, R. Ayde, A.-L. Perrier, L. Duvillaret, G. Gaborit, O. Beuf, "*Optoélectronique pour le développement de capteurs magnétiques endoluminaux dédiés à l'IRM*", 15ème Rencontre Électronique du CNRS, Strasbourg, France, 1-3 Octobre , 2013.
- [OC5] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, L. Duvillaret and F. Lecoche, "*CHIC project : Optical sensors for electric field and contactless voltage measurements*", ECLEER Seminar (European Centre and Laboratories for Energy Efficiency Research), Les renardières, France, September 27-28, 2012.

- [OC6] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, L. Duvillaret and F. Lecoche, "*CHIC project : Optical sensors for electric field and contactless voltage measurements*", ECLEER Seminar (European Centre and Laboratories for Energy Efficiency Research), Lausanne, Switzerland, September 8-9, 2011.
- [OC7] G. Gaborit, J.-L. Coutaz and L. Duvillaret, "*Electro-Optic Sensors : Towards fully vectorial characterization of electric fields*", **Séminaire invité**, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia, February, 2008.
- [OC8] G. Gaborit, "*Caractérisation de champs électriques hyperfréquences par capteurs électro-optiques fibrés*", **Séminaire invité**, ONERA, Toulouse, France, 15 Septembre, 2006.
- [OC9] J.-L. Coutaz, G. Gaborit, G. Martin and L. Duvillaret, "*Échantillonnage électro-optique de signaux électriques DC-THz*", EOS CNES, Toulouse, France, 22 mai 2006.
- [OC10] G. Gaborit, "*Capteurs électro-optiques vectoriels fibrés pour la caractérisation de champs électriques hyperfréquences*", **Séminaire invité**, DGA, Gramat, France, 21 avril, 2006.
- [OC11] J.-L. Coutaz, G. Gaborit, F. Garet, G. Martin, J.-F. Roux, H. Eusèbe and L. Duvillaret, "*Some noteworthy results of recent research activities in THz optoelectronics*", Second French-Singaporean Workshop on Opto-Microwaves Technologies, Singapore, October 27-28, 2005.
- [OC12] G. Gaborit, G. Martin, L. Duvillaret, J.-L. Coutaz, A. Paupert and J.-L. Lasserre, "*Innovative electro-optic sensors*", **Présentation invitée**, SNR High Power Microwaves Meeting, Gramat, France, September 20-21, 2005.
- [OC13] G. Martin, G. Gaborit, L. Duvillaret, C.T. Nguyen, R. Hierle, J.-L. Coutaz and J. ZYSS, "*Electro-optic sampling by amplitude modulation in an organic microcavity*", MIT ENS-Cachan Workshop on Molecular Photonics and Bio-Photonics, Boston, Massachusetts, USA, October 11-12, 2004.
- [OC14] J.-L. Coutaz, F. Garet, J.-F. Roux, J.-M. Delord, G. Gaborit, G. Martin et L. Duvillaret, "*Optoélectronique térahertz au LAHC*", Journées du Club Opto-Microondes, SFO, Rouen, France, 24 Mars 2004.

9.8 Prix et distinctions de l'entreprise Kapteos

- [D1] 2014 : Prix Qualité Totale de la Chambre des Métiers et de l'Artisanat.
- [D2] 2012 : Prix ArtiNov, catégorie "Hautes Technologies".
- [D3] 2011 : Prix André Masson du concours sur l'innovation optique/photonique en Rhône-Alpes. (prix spécial du jury).
- [D4] 2011 : Lauréat des Trophées de Savoie, catégorie "Recherche et innovation".
- [D5] 2010 : Lauréat du réseau "Savoie Entreprendre".
- [D6] 2009 : Lauréat du 11^{ème} concours national du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche – catégorie "création-développement".
- [D7] 2008 : Lauréat du 10^{ème} concours national du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche – catégorie "en émergence".

10.1 Électro-optique (Plasmas)

Single Shot and Vectorial Characterization of Intense Electric Field in Various Environments With Pigtailed Electrooptic Probe

Gwenaél Gaborit, Pierre Jarrige, Frédéric Lecoche, Jean Dahdah, Eric Duraz, Christophe Volat, *Senior Member, IEEE*, and Lionel Duvillaret

Abstract—In this paper we illustrate the ability of electrooptic sensors to perform electric (E)-field vectorial measurements. Thanks to their frequency response spreading over nine decades and to their measurement dynamics reaching 120 dB, these sensors are of high interest for some applications (near field mapping, energy line monitoring, electromagnetic compatibility, and so on). Furthermore, due to their fully dielectric structure and millimetric size, almost no perturbation is induced on the E-field to be measured, even in the near field region. This paper is focused on high-intensity pulsed E-field characterization in different environments such as air, water (bioelectromagnetism applications), or plasmas (*in situ* assessment of the E-field associated to an electric discharge and to the induced plasma). The use of such a technology for electrical equipment and energy line monitoring is also investigated.

Index Terms—Electric field characterization, electrooptic devices, optical fiber sensors, optical sensors, partial discharge measurement, plasma diagnostics.

I. INTRODUCTION

WITHIN the available sensors dedicated to electric (E)-field characterization [1], the use of antennas constitutes the most widespread technique. While antennas are convenient and provide good sensitivities at high frequency, they induce too strong perturbations to be used for near field characterization. In addition, their bandwidth is limited to a few decades only. As an alternative to the metallic antennas, electrooptic (EO) techniques can be exploited and the EO sensors have been actually developed for more than three decades [2]–[4]. Taking benefit of optical fiber and optoelectronics advances, competitive EO probes allowing

low invasiveness and vectorial measurement of the E-field have emerged since the end of the last century [5]–[9]. Millimeter-size pigtailed EO transducers are fully dielectric and allow to perform measurements of the E-field vector from dc to several gigahertz and even up to terahertz frequencies using time-equivalent sampling techniques. Furthermore, a simultaneous measurement of two components of the E-field vector within a single EO probe is possible [10], [11]. Based on the polarization state modulation (PSM) of a laser probe beam, the EO transducer is linked to a remote (up to 30 m) optoelectronic set-up. This latter one includes an ultralow-noise telecom laser feeding the probe and an optoelectronic set-up that convert back the laser probe PSM to electronic signals. The servo controlled optoelectronic set-up allows temperature-independent and reliable measurements of the E-field vector [9]. The measurement dynamics exceeds 120 dB as the field characterization ranges from $<1 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ up to the air breakdown field.

After recalling the principle of the Pockels effect, the optical arrangement of the EO probe is described. The whole characterization of the EO system has been carried out and some experimental results illustrate the main advantages of the EO sensors to perform reliable measurements of pulsed signals in air (high-power microwave), water (specific absorption rate evaluation in pulsed regime), or plasma (real-time evolution of the electrical discharge-associated E-field).

II. POCKELS EFFECT IN ANISOTROPIC AND ISOTROPIC CRYSTALS

The linear EO effect (or Pockels effect [12], [13]) is linked to the modification of the eigen refractive indices n_i of a noncentrosymmetric crystal induced by the E-field vector $\vec{E} = \{E_x, E_y, E_z\}$. The index ellipsoid, representing the index spatial distribution, is then distorted and its equation writes

$$\left(\frac{x}{n_1}\right)^2 + \left(\frac{y}{n_2}\right)^2 + \left(\frac{z}{n_3}\right)^2 + 2\left(\frac{1}{n_4}\right)^2 yz + 2\left(\frac{1}{n_5}\right)^2 xz + 2\left(\frac{1}{n_6}\right)^2 xy = 1 \quad (1)$$

with $\{x, y, z\}$ defining the eigen dielectric referential of the EO crystal and the E-field induced variation of n_i being defined by

$$\Delta\left(\frac{1}{n_i}\right)^2 = \sum_j r_{ij} E_j \quad (2)$$

Manuscript received August 31, 2013; revised October 29, 2013; accepted January 9, 2014. Date of publication January 30, 2014; date of current version May 6, 2014. This work was supported in part by ANR for CHIC Program EESI 2010, in part by the DGA through the SNIFER Project, and in part by DGCIS.

G. Gaborit is with the Institut de Microélectronique, Électromagnétisme et Photonique et le Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation, Université de Savoie, Le Bourget-du-Lac Cedex 73 376, France, and also with Kapteos, Le Bourget-du-Lac Cedex 73 376, France (e-mail: gwenaél.gaborit@univ-savoie.fr).

P. Jarrige, F. Lecoche, J. Dahdah, E. Duraz, and L. Duvillaret are with Kapteos, Le Bourget-du-Lac Cedex 73 376, France (e-mail: pierre.jarrige@kapteos.com; frederic.lecoche@kapteos.com; jean.dahdah@kapteos.com; eric.duraz@kapteos.com; lionel.duvillaret@kapteos.com).

C. Volat is with the Université du Québec à Chicoutimi, Chicoutimi, QC G7H 2B1, Canada (e-mail: cvolat@uqac.ca).

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TPS.2014.2301023

0093-3813 © 2014 IEEE. Personal use is permitted, but republication/redistribution requires IEEE permission. See http://www.ieee.org/publications_standards/publications/rights/index.html for more information.

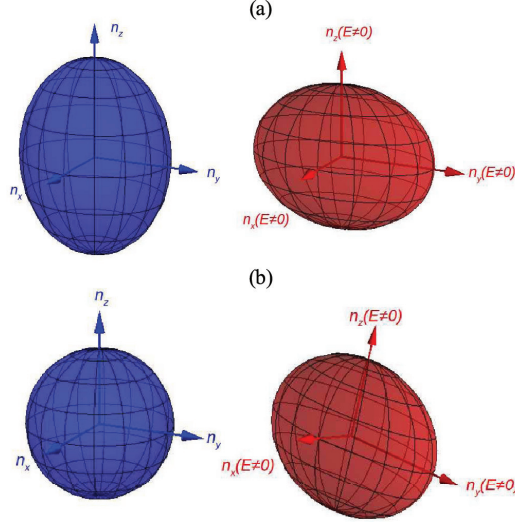


Fig. 1. E-field induced modification of the ellipsoid for (a) anisotropic and (b) isotropic crystals. Red arrows: eigen dielectric axes of the crystal with applied E-field. Blue arrows: eigen dielectric axes of the crystal without applied E-field. The eigen axes of isotropic crystals are E-field modified both in magnitude and direction.

where i corresponds to the involved eigen refractive index and j to the E-field components. The EO coefficients r_{ij} are given by the EO tensor of the crystal involving 18 coefficients. The values of these coefficients are very low and typically spread from 1 to 100 pm/V. Two examples of the EO tensors are given in (3) and (4), for an anisotropic crystal (LiTaO₃) and for isotropic crystals (e.g., ZnTe or BSO), respectively

$$\begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Representations of the associated ellipsoids and their induced E-field perturbations are shown in Fig. 1.

The key difference between anisotropic and isotropic crystals can be observed on these 3-D representations. Whereas the values of the refractive indices are modified by the E-field in both cases, the orientation of the eigen dielectric axes remain unchanged at first order and consequently do not depend on the E-field orientation in the case of the anisotropic crystals. Indeed, for the anisotropic crystals presenting at least two different eigen refractive indices, the E-field induced deformation of the index ellipsoid is not sufficient to induce a rotation of the eigen dielectric axes, even for the air

breakdown field. On the contrary, the eigen dielectric axes of isotropic crystals are strongly dependent on the E-field direction. In absence of applied E-field, the index ellipsoid of an isotropic crystal is a sphere ($n_1 = n_2 = n_3 = n_0$) and there is no eigen dielectric axes. However, as soon as an E-field appears, some eigen dielectric axes appear and their orientation are only linked to the E-field direction. On the other hand, the ellipticity of the index ellipsoid depends only on the field strength $|\vec{E}|$ [10].

Therefore, the use of an anisotropic crystal could lead to the measurement of one component of \vec{E} and an isotropic one could give informations of both field strength and orientation in a plane perpendicular to the optical wave for a $\langle 111 \rangle$ -cut crystal. Even if the isotropic crystals have the EO coefficients presenting generally lower values than the ones of anisotropic crystals, they present the advantage to allow a simultaneous measurement of two components of the E-field. This is the reason why the development is focused on such EO probes.

Another key point is that the isotropic crystals do not induce modification on the polarization state of the laser probe beam whatever the temperature T of the crystal is, contrary to anisotropic crystals for which the output polarization state of the laser probe beam strongly depends on the crystal temperature. The E-field induced modification of the refractive index, observed by the optical wave, can be finally written for anisotropic and isotropic crystal as

$$\Delta n_{\text{anis}}(T, \vec{E}) = \Delta n_0(T) + \vec{\Delta K} \cdot \vec{E} \quad (5)$$

$$\Delta n_{\text{iso}}(\vec{E}) = \sqrt{(\vec{\Delta K}_a \cdot \vec{E})^2 + (\vec{\Delta K}_b \cdot \vec{E})^2}. \quad (6)$$

$\vec{\Delta K}$ is the unique sensitivity vector for anisotropic crystal. While its modulus give the sensitivity to the field, its orientation relatively to the probe beam is the sensitivity axes and leads to the E-field component, which is actually measured. $\vec{\Delta K}$ is determined for one crystal and one orientation of the laser probe beam in the crystal referential [5].

$\vec{\Delta K}_a$ and $\vec{\Delta K}_b$ are the two sensitivity vectors linked to the isotropic crystal. These two vectors constitute the referential in which the two components of \vec{E} are measured. Considering a $\langle 111 \rangle$ -cut 43 m crystal (ZnTe, CdTe, BSO), $\vec{\Delta K}_a \perp \vec{\Delta K}_b$, and $\|\vec{\Delta K}_a\| = \|\vec{\Delta K}_b\|$, thus leading to a balanced measurement the transverse components of the field [10]. Therefore, isotropic crystals allow to perform intrinsically temperature-dependent-free and vectorial EO probes (see Section II-A).

A. EO Probe and Set-Up

To make the E-field measurements using the EO effect, a laser beam is used to probe an EO crystal. The properties of the laser probe beam are then modified by the E-field induced (for isotropic crystals) or additional (for anitropic crystals) birefringence of the crystal. The following three configurations can be exploited to get information on the applied E-field [14]:

- 1) the phase modulation (PM) of the laser probe beam using an interferometer [15];
- 2) the amplitude modulation (AM) of the laser probe beam using a multiple waves interferometer like a Fabry–Pérot cavity [16];



Fig. 2. Photography of a naked BSO-based probe without its packaging.

- 3) the PSM of the laser probe beam using a circularly polarized laser probe beam impinging onto the EO crystal [9].

Contrary to the PM and AM for which only one information could be carried out, the PSM is based on the polarization state of a laser that carries out two informations: 1) ellipticity and 2) orientation of the eigen axes. Using an isotropic $\langle 111 \rangle$ EO crystal, it is therefore possible to get the two E-field components transverse to the probe axis using a unique crystal and a single laser beam.

The EO crystal used in the developed sensors is BSO. The laser beam is guided to the crystal thanks to a polarization maintaining fibre. The fingertip probe also includes a gradient index lens to shape the laser beam and a quarter waveplate to create a circular polarization state, thus allowing a balance probing of the crystal eigen indices. A dielectric mirror is deposited on the backside of the crystal to build a fingertip probe. An exhaustive description of the optical arrangement is given in [11]. A picture of a naked dielectric probe without packaging is shown in Fig. 2.

The millimetre-sized and dielectric sensor associated to its fibered link ensures a very low disturbance on the field to be measured [17]–[19]. The fingertip pigtailed EO sensor is connected to a servo-controlled optoelectronic unit. This latter one includes an ultralow-noise laser diode to feed the probe and a real-time optical polarimeter providing the relevant informations, i.e., E_x and E_y . Photodiodes are used to convert these optical informations into analog electrical signals giving the true temporal evolution of both E_x and E_y E-field components.

III. PERFORMANCES OF THE EO MEASUREMENT

A. Sensitivity, Linearity and Maximum Measurable Field

To measure the EO response as a function of the applied E-field strength, a frequency synthesizer is used to apply a voltage on two parallel electrodes in between which the probe is located. Experimental data and a theoretical fit are shown in Fig. 3.

Fig. 3(a) shows the theoretical probe response versus both optical power P_{mean} and the EO crystal length L_{opt} . The E-field induced modulation optical power P_{mod} , obtained after the polarization treatment, is linked to the following equation:

$$P_{\text{mod}} = P_{\text{mean}} \left(\frac{1}{2} - \cos^2 \left(\Delta\varphi_{\text{EO}} + \frac{\pi}{4} \right) \right) = P_{\text{mean}} \sin(\Delta\varphi_{\text{EO}}) \cos(\Delta\varphi_{\text{EO}}) \quad (7)$$

with $\varphi_{\text{EO}} = 2\pi/\lambda L_{\text{opt}} \Delta K \cdot \vec{E}$, the relative dephasing due to the Pockels effect. The polarization treatment involve the \cos^2 function (Malus' law of the polarizer converting the final PSM into variations of optical power).

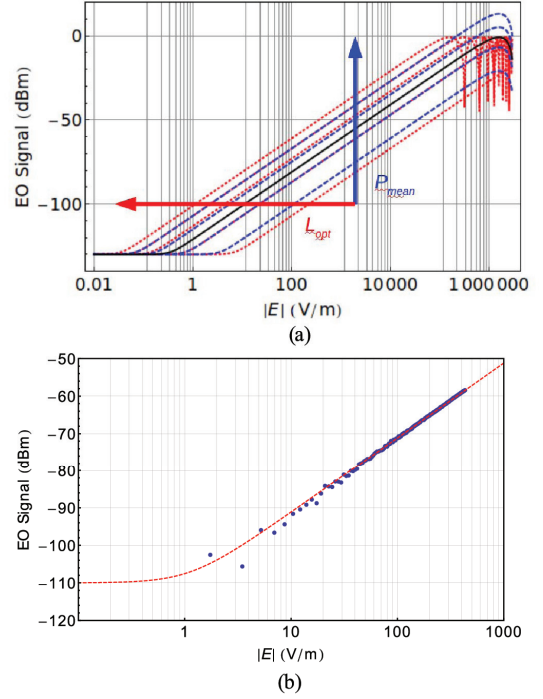


Fig. 3. EO response versus E-field strength $|\vec{E}|$. (a) Representation of the theoretical EO response. Red dotted lines: evolution of the probe response versus EO crystal length L_{opt} . Blue dashed lines: evolution of the probe response versus mean optical power P_{mean} . Black line: typical response obtained with $L_{\text{opt}} = 5$ mm and $P_{\text{mean}} = 2$ mW. (b) Blue dots: experimental probe response. Dashed red line: theoretical fitting curve including Johnson–Nyquist noise contribution. The measurement has been carried out at 247 kHz and a resolution bandwidth of 100 Hz has been used.

The longer the crystal is, the weaker the minimum detectable E-field is. The higher P_{mean} is, the stronger the EO signal is. The theoretical measurement dynamics (ratio between the maximum measurable field and the minimum detectable field) exceeds 120 dB considering a typical Johnson–Nyquist noise of a spectrum analyzer for the low-field strength limitation.

Fig. 3(b) shows the experimental response of the probe versus E-field strength. From that curve, we get a minimum detectable field $E_{\text{min}} < 1 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, this latter one being defined by the field strength corresponding to the crossing point between the noise floor of the spectrum analyzer and the asymptote to the probe response for mean field strengths. The upper limit for which the probe response present a 1-dB compression is not observed as the maximum voltage delivered by the spectrum analyzer is far from the required value.

B. Measurement Bandwidth Consideration

The frequency cutoff of the system is not limited by the EO effect itself as its impulse response is on the femtosecond time scale. Indeed, it is linked to the time $\tau_{\text{probe}} = n_{\text{opt}} L_{\text{cryst}}/c$

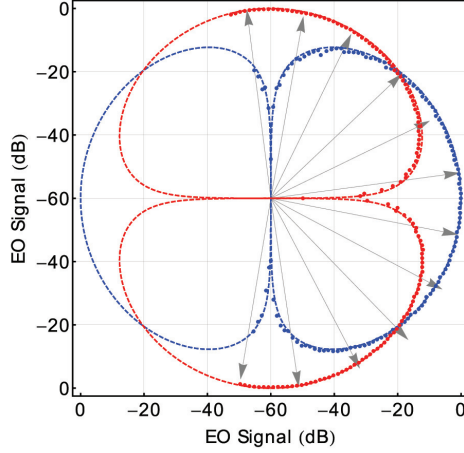


Fig. 4. EO response versus E-field orientation for both E_x (blue) and E_y (red). Dots: experimental data. Dashed lines: theoretical expectations. Gray arrows: reconstructed E-field transverse vectors.

required by the laser beam to cross the EO crystal. Here, c is the speed of light in vacuum and n_{opt} is the refractive index of the EO crystal. The higher frequency cutoff of the EO measurement can be easily calculated from the expression of τ_{probe} [14] and is of the order of 20 GHz for a 5-mm long BSO crystal. The normalized frequency response $S(f)$ is obtained by fourier transform of the temporal response and is given by

$$S(f) = \sqrt{\frac{\sin^2\left(\frac{\pi f}{\tau_{\text{probe}}}\right)}{2\pi^3 f^2}}. \quad (8)$$

The last contribution to the limitation of the probe measurement bandwidth comes from the upper cutoff frequency of the photodiode used in the optoelectronic set-up. In practice, this contribution does not constitute a limitation as commercial fast photodiodes (U²T) reach 100-GHz bandwidth.

C. Measurement Vectorial Selectivity

An essential feature related to vectorial \vec{E} -field measurements concerns the ability of measuring a given E-field component while rejecting the orthogonal ones. To quantify the selectivity of the probe, the sensor is placed on a rotation stage in between two parallel electrodes. The EO signal is then recorded versus the relative angle θ between \vec{E} and the probe sensitivity axes ($\Delta\vec{K}_a$ for E_x and $\Delta\vec{K}_b$ for E_y). An E-field strength of $|\vec{E}| = 440$ V/m is used for that measurement and the analysis bandwidth is 100 Hz. Simultaneous measurement of the E_x and E_y components are performed as a function of θ . The result is presented on a logarithmic polar-plot (see Fig. 4).

The measurements are in a very good agreement with the theoretical fits (inquadrature sinusoids). This result demonstrates the ability of such dielectric probes to measure the transverse E-field \vec{E}_\perp , both in magnitude and orientation.

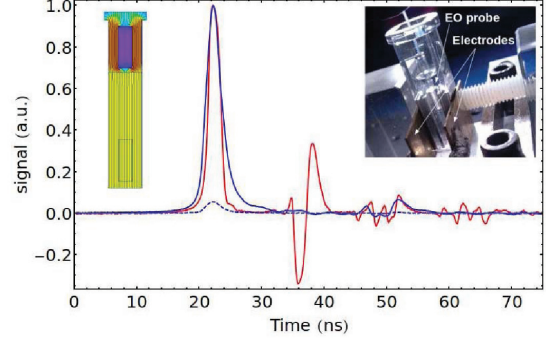


Fig. 5. Measurement of an electrical nanopulse within an electroporation cuvette filled with a saline solution. Experimental comparison between a normalized measurement performed upstream the cuvette (red curve) with the electrical circuit and an *in situ* EO characterization (blue curve). Dashed blue curve: EO measurement in air, in the vicinity of the solution's surface. Finite difference time domain simulation of the E-field distribution (Quickfield) is given in inset, with a crystal within the solution (bottom) and in the air (upper part of the cuvette).

In addition, the rejection of orthogonal E-field components is >50 dB.

IV. TRANSIENT E-FIELD MEASUREMENT IN VARIOUS ENVIRONMENTS

A. Transient Measurement in Water Solution

Bioelectromagnetism is a domain for which the EO probes perfectly fit the needs. As the sensor is fully dielectric, millimeter sized, and pigtailed, almost all requirements for biological media *in situ* measurement are fulfilled. In addition, the EO crystal permittivity ($\epsilon_{r,\text{cryst}} = 40$) is close to the water one ($\epsilon_{r,\text{water}} = 80$ at low frequency and $\epsilon_{r,\text{water}} = 40$ –50 in the MHz–GHz range). Thus, due to the permittivity matching, the ratio between outer- and inner-crystal E-fields is enhanced as compared with the one observed in air [20]. The presented results have been obtained during a measurement campaign at XLIM laboratory [21]. The probe is inserted within an electroporation cuvette filled with a saline solution. Two parallel electrodes apply the E field. The source is a nanosecond pulse generator and the peak voltage is 4 kV, leading to an induced E-field of 1 MV.m^{-1} within the cuvette. The EO signal is recorded simultaneously upstream thanks to a tapoff between the voltage source and the cuvette. The transient evolution of both signals is shown in Fig. 5.

One can notice significant differences between the two measurements. Concerning the main pulse ($t \approx 20$ ns), the temporal width of the *in situ* E-field (blue curve) is wider comparatively to the upstream voltage profile (red curve). Furthermore, The signal measured upstream exhibits more echoes (see blue curve ~ 36 ns) than observed *in situ*. These echoes result from the impedance mismatch between the voltage source and the electroporation cell. Due to this impedance mismatch, the actual value of the field strength is very difficult to quantify without *in situ* measurement. This comparative result illustrates the necessity of *in situ* measurements in bioelectromagnetism.

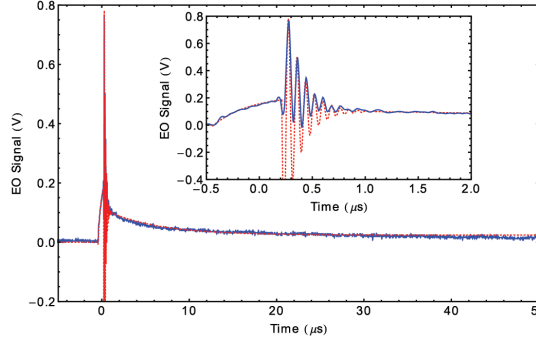


Fig. 6. Blue: EO measurement of a single shot discharge. Red: EO measurement of a fitting model. Inset: focuses on the oscillation zone.

The amplitude of the EO measurement in the water is 18 times greater than the one in air (dashed blue curve), due to a better permittivity matching between the crystal and the solution. The enhanced sensitivity in the water is explained by a higher inner-crystal field, which is actually characterized and is in a rather good agreement with the simulations, which gives a factor of 21.

B. Electric Discharge Vectorial Characterization

To perform the E-field breakdown measurements, the EO probe is located in between the two electrodes of an electrostatic Wimshurst wheel. This latter one delivers rather good repeatable electric discharges (see Fig. 9).

The transient signals are recorded with a 100-MHz real-time oscilloscope. The measured evolution of the E field associated to one discharge is shown in Fig. 6. The following are three main zones appear during the electric discharge with different behaviors:

- 1) an increase of the E field up to the air breakdown value $E_{\text{ion.}}$ (during $\Delta t_{\text{load}} = [-0.45, 0.1] \mu\text{s}$);
- 2) an oscillation occurring after the ionization process (during $\Delta t_{\text{oscillation}} = [0.1, 1] \mu\text{s}$) at the plasma frequency f_p of the partially ionized air ($f_p \sim 10 \text{ MHz}$ in agreement with [22]);
- 3) a low decrease of the E-field linked to the return to equilibrium (during $\Delta t_{\text{discharge}}$, after $1 \mu\text{s}$).

These three main zones can be analytically fitted with the following equations (from which the arbitrary temporal shifts are removed):

$$E(t) = \begin{cases} E_{\text{ion.}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{rise}}}}\right) & t \in \Delta t_{\text{load}} \\ E_0 + E_t \cos(2\pi f_p t) e^{-\frac{t}{\tau_{\text{carrier}}}} & t \in \Delta t_{\text{oscillation}} \\ E_{\text{disch.}} \left(e^{-\frac{t}{\tau_{\text{fall}}}}\right) & t \in \Delta t_{\text{discharge}} \end{cases} \quad (9)$$

where τ_{rise} and τ_{fall} are the rise (load) and fall (discharge) times of the electrodes, respectively. τ_{carrier} is the time constant associated to the damping of the oscillations. This model is superimposed with the experimental data (see red dashed curve in Fig. 6). The fitting parameters of the model are:

$\tau_{\text{rise}} = 0.35 \mu\text{s}$, $\tau_{\text{fall}} = 6 \mu\text{s}$, and $\tau_{\text{carrier}} = 0.15 \mu\text{s}$. The model fitting curve exhibits a good agreement with the measurement data except for the lower part of the oscillations, moderately screened by the residual ambient field.

The ability of the EO transducer to probe simultaneously the two components E_x and E_y allows to acquire the real time evolution of the transverse E-field vector \vec{E}_{\perp} . An example of such a measurement is shown in Fig. 7. \vec{E}_{\perp} is reconstructed thanks to the simultaneous measurement of the temporal profiles of E_x and E_y .

As expected, the field initially increases with an unidirectional behavior [Fig. 7(b)]. Once the disruptive field (in air) is reached, the plasma oscillation is launched and a rotational evolution of \vec{E}_{\perp} is noted [Fig. 7(c)]. Finally, the field gradually vanishes [Fig. 7(d)], due to the establishment of ionized electrical path between the two electrodes. The authors point out that the oscillation frequency as well as the transient evolution of the \vec{E}_{\perp} rotation depend critically on the environment conditions (temperature, humidity, and so on).

The perturbation induced by the optical probe on the electric discharge has been characterized. For that purpose, the transient evolution of the potential difference $V(t)$ between the two electrodes of the Wimshurst wheel is recorded for three different configurations: 1) without any sensor in between the electrodes; 2) with the EO probe; and 3) with a similar-size metallic dipole. V is measured via high resistors connected to the electrodes. The result is shown in Fig. 8 on a millisecond time scale. While the metallic dipole strongly modifies the temporal profile of $V(t)$, there is no noticeable influence in presence of the EO probe. Despite an effective permittivity close to nine, the EO probe does not induce significant modifications on the electric discharge behavior as shown in Fig. 9. On the contrary, the metallic dipole induces a short circuit for the electric arc.

C. Low-Temperature Plasma Jet E-Field Induced Investigations

A further application is the E-field measurement of a nonequilibrium atmospheric pressure plasma jet source. The plasma jet investigated here, is a commercially available room temperature radio frequency (RF) plasma jet operating in argon, the so-called kinpen MED [23] (neoplas tools GmbH). The kinpen MED is a medical device, which can be used in the field of plasma medicine [24]. Like many dielectric barrier discharge plasma jets [25], it produces a plasma inside a capillary, which is emitted a few millimeters outside the nozzle, forming the so-called effluent [26]. The kinpen consists of a powered pin type electrode centered in a 2-mm diameter dielectric capillary with a grounded outer ring electrode near the open exit [27]. The plasma jet is operated with argon at a flow rate of 5 slm and an RF voltage at 2–3 kV peak-to-peak at $\sim 1 \text{ MHz}$. The plasma jet is operating in a pulsed mode, which reduces the energy input into the plasma, to keep the jet-effluent temperature at 310 K. The length of the visible plasma effluent is $\sim 10 \text{ mm}$. During the experiment, the EO probe probe is set in front of the plasma jet at a distance of 5 mm. The effluent was in contact with the E-field probe tip

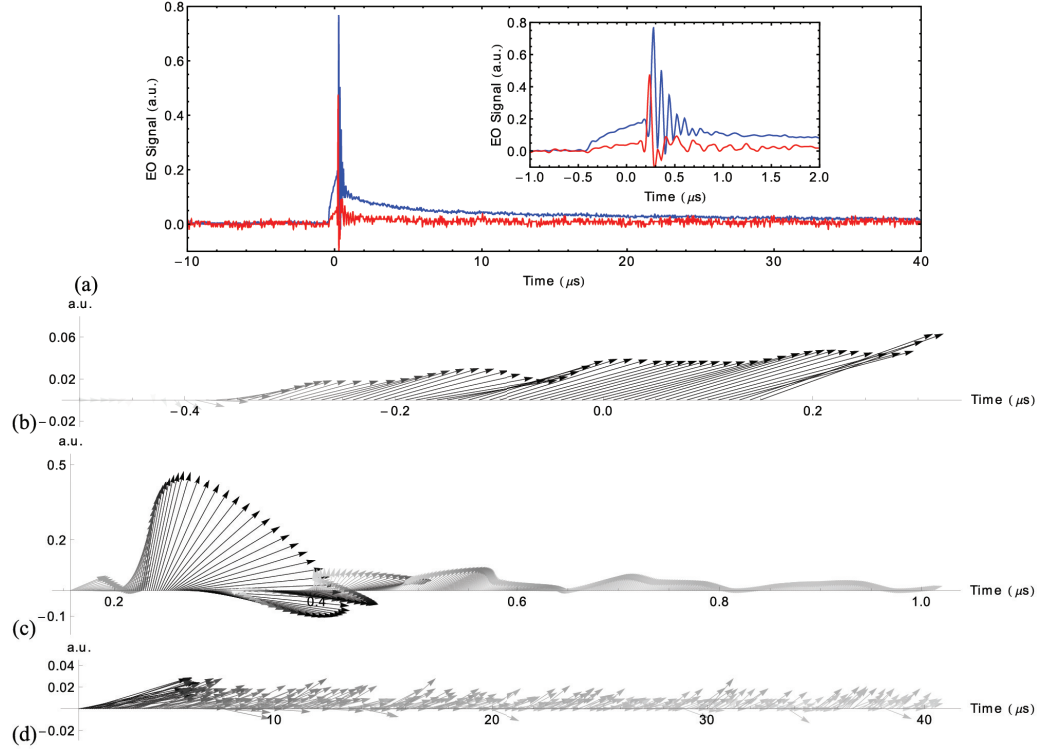


Fig. 7. EO characterization of an electric discharge generated by a Wimshurst wheel. (a) EO probe is located in the vicinity of the electric arc. Inset: zooms on the discharge process. Blue curve: transient evolutions of E_x . Red curve: transient evolutions of E_y . Representation of the temporal evolution of the E-field vector \vec{E}_{\perp} , (b) during the growth phase of the field strength around $t = 0 \mu s$, (c) during oscillatory ionisation process for t slightly greater than $0 \mu s$, and (d) during the decreasing phase of the field strength after $t = 1 \mu s$. Gray level are linked to the vector modulus $\sqrt{E_x^2 + E_y^2}$, from white to black.

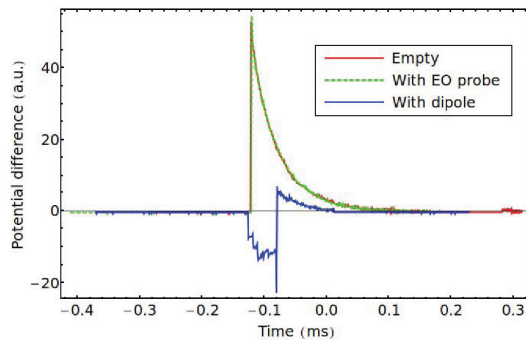


Fig. 8. Measurement of the potential difference $V(t)$ initiating the discharge. Red line: without anything in between the electrodes. Blue line: with the dipole sensor. Green dashed line: in presence of EO probe.

(see Fig. 10), where no change of the plasma glow intensity has been observed by the naked eye.

The E-field measurements clearly show that the field follows the electric excitation in the time domain. Furthermore, the temporal evolution of the E-field vector (E_x, E_y) exhibits an

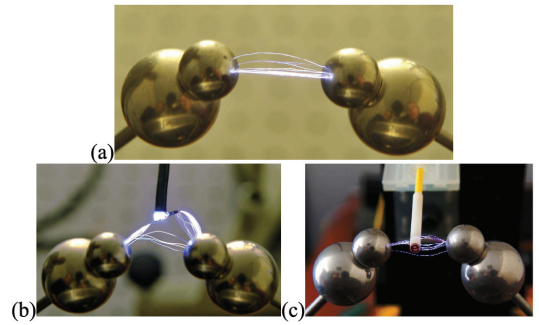


Fig. 9. Photography (1-s integrated) of the discharges (a) in empty electrodes, (b) with a metallic dipole, and (c) with the EO sensor in between the electrodes.

elliptical shape resulting of the contributions of the igniting field and of the plasma itself.

D. HV and Induced Partial Discharge Assessment in Air

Another application of such EO probe concerns the monitoring of the high voltage (HV) electrical equipments to

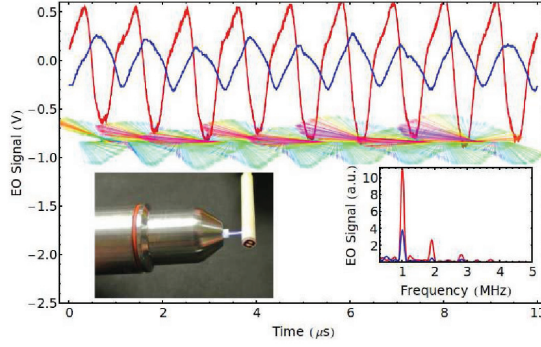


Fig. 10. Transient evolution of the E-field associated to the plasma jet. Red and blue curves: transverse eigen axes of the EO probe. The reconstructed E-field vector is given below the curves. Insets: spectrum of the signals (bottom right) and illustrate the experiment (photography on the bottom left).

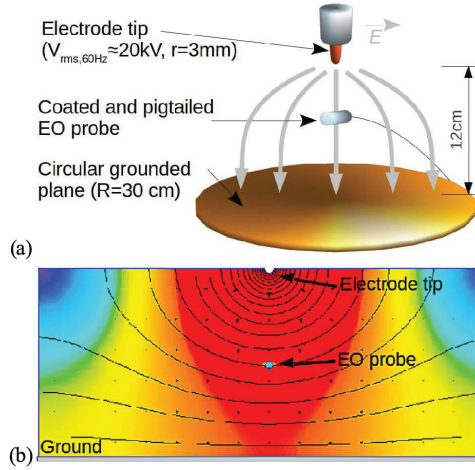


Fig. 11. (a) Schematic view of the partial discharge experiment. The EO probe is located at equal distances between the electrode and the grounded circular plane. (b) Simulation of the E-field spatial distribution performed with finite-difference time-domain method. From blue to red: normalized field strength. Black lines: equipotential lines.

improve the electrical network reliability. In this context, the detection of partial discharges in air, induced by an ac voltage, is studied as they are critical for energy transmission. The analysis is here carried out with a 60-Hz signal applied to a HV rod electrode. The voltage, supplied by a 100-kV transformer, is tuned around the threshold value (~ 20 kV in our configuration) for which partial discharges appear. A circular grounded plane ensures the potential reference. An oscilloscope records simultaneously both applied voltage through a capacitive divider and the EO signal. Fig. 11 shows a schematic view and a picture of the experimental set-up.

Our preliminary results concern the determination of the voltage transition V_T separating the normal operation mode (sinusoidal signal at 60 Hz) from the one involving partial

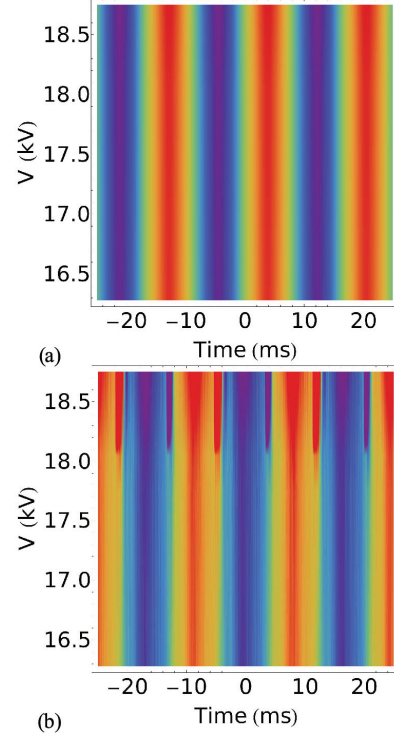


Fig. 12. (a) Temporal shape of the electrical signal as a function of applied voltage V_{app} measured through a capacitive divider. (b) Temporal shape of the E-field measured with EO probe.

TABLE I
COMPARISON BETWEEN HARMONIC DISTORTION OF THE APPLIED VOLTAGE AND OF THE MEASURED FIELD WITH THE EO SENSOR

	V_{app} (kV)	THD_7
Applied voltage	16.05	2.5×10^{-2}
Applied voltage	18.75	2.1×10^{-2}
EO measured field	16.05	1.2×10^{-1}
EO measured field	18.75	9.5×10^{-1}

discharge. Transient signals are measured as a function of the applied voltage amplitude (Fig. 12).

The mapping shown in Fig. 12(b) exhibits a transition from the normal operation mode toward the partial discharge emergence, exhibiting peaks on the signals. Indeed, a discontinuity is clearly observed on the E-field temporal shape for $V_{app} = V_T \approx 18$ kV (corresponding to simulated fields of 1.3 MV/m surrounding the electrode, and 95 kV/m in the vicinity of the EO probe). This latter value of V_T is consistent with the calculated one via equation proposed in [28] ($V_T = 19.6$ kV). A comparison of the total harmonic distortion THD_7 of the applied voltage and of the measured E-field is listed in Table I. THD_7 is here defined as the ratio $\sqrt{\sum_{i=2}^7 V_i^2} / V_f$, V_f being rms voltage of the fundamental frequency, and V_i , the rms voltage of i th harmonic (up to the seventh harmonic frequency).

As expected, the harmonic distortion is much greater for the field induced over V_T although there is no significant change on THD for the monitored applied voltage via the capacitive divider.

These results demonstrate that the EO sensor is well suited to a simultaneous monitoring of 60-Hz electrical signals and partial discharges detection.

V. CONCLUSION

Taking benefit from their ultrawidebandwidth (exceeding 10 GHz) and their large measurement dynamics (more than 120 dB), the EO probes are perfectly suitable for pulsed power diagnostic and intense field characterization. As these EO transducers exhibit a zero conductivity, are millimeter-sized and pigtailed, their invasiveness is very weak compared with more common sensors. Measurements in air, water, and plasmas are demonstrated through several experimental campaigns. Two components of the transverse E-field are probed simultaneously and a single shot vectorial analysis up to the air electrical breakdown is achieved. Partial discharge assessment exhibits the potential of the EO probes for *in situ* electrical equipments diagnostic and energy line monitoring.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank Dr. S. Reuter and I. S. Iseni, from ZIK Plasmatis at the Leibniz-Institute for Plasma Science and Technology e.V. INP Greifswald, for their significant contribution on the plasma jet measurement campaign. They also would like to thank Dr. P. Leveque and his team, for their significant contribution on experimental analysis of the E-field within biological solutions.

REFERENCES

- [1] W. D. Parther, C. E. Baum, R. J. Torres, F. Sabath, and D. Nitsch, "Survey of worldwide high-power wideband capabilities," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 46, no. 3, pp. 335–344, Aug. 2004.
- [2] R. E. Hebner, R. A. Malewski, and E. C. Cassidy, "Optical methods of electrical measurement at high voltage levels," *Proc. IEEE*, vol. 65, no. 11, pp. 1524–1548, Nov. 1977.
- [3] G. A. Massey, D. C. Erickson, and R. A. Kadlec, "Electromagnetic field components: Their measurement using linear electrooptic and magnetooptic effects," *Appl. Opt.*, vol. 14, no. 11, pp. 2712–2715, Nov. 1975.
- [4] S. Crepaz and R. Manigrasso, "High-voltage measurements with Pockels cells," in *Proc. Int. High Volt. Symp.*, Vol. 1, 1975, pp. 199–204.
- [5] L. Duvillaret, S. Rialland, and J. A. L. Coutaz, "Electrooptic sensors for electric field measurements. II. Choice of the crystals and complete optimization of their orientation," *J. Opt. Soc. Amer. B, Opt. Phys.*, vol. 19, no. 11, pp. 2704–2715, Nov. 2002.
- [6] K. Yang, P. B. Katehi, and J. F. Whitaker, "Electric field mapping system using an optical-fiber-based electrooptic probe," *IEEE Microw. Compon. Lett.*, vol. 11, no. 4, pp. 164–166, Apr. 2001.
- [7] K. Yang, P. B. Katehi, and J. F. Whitaker, "Fiber-edge electrooptic/magnetooptic probe for spectral-domain analysis of electromagnetic field," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 48, no. 12, pp. 2611–2612, Dec. 2000.
- [8] H. Togo, S. Mochizuki, and N. Kukutsu, "Optical fiber electric field sensor for antenna measurement," *NTT Tech. Rev.*, vol. 7, no. 3, pp. 1–6, 2009.
- [9] M. Bernier, L. Duvillaret, G. Gaborit, A. Pauper, and J.-L. Lasserre, "Fully-automated E-field measurement system using pigtailed electro-optic sensors for temperature-dependent-free measurements of microwave signals in outdoors conditions," *IEEE Sensors J.*, vol. 9, no. 1, pp. 61–68, Jan. 2009.
- [10] G. Gaborit, J.-L. Coutaz, and L. Duvillaret, "Vectorial electric field measurement using isotropic electro-optic crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 24, pp. 241118–1–241118–3, Jun. 2007.
- [11] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, L. Duvillaret, M. Ruaro, and F. Lecoche, "Two electric-field components measurement using a 2-port pigtailed electro-optic sensor," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, pp. 141102–1–141102–3, Oct. 2011.
- [12] F. Pockels, *Lehrbuch der Kristalloptik*. Stuttgart, Germany: Teubner, 1906.
- [13] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Electronics in Modern Communications*. London, U.K.: Oxford Univ. Press, 2006.
- [14] L. Duvillaret, S. Rialland, and J. A. L. Coutaz, "Electrooptic sensors for electric field measurements. I. Theoretical comparison among different modulation techniques," *J. Opt. Soc. Amer. B, Opt. Phys.*, vol. 19, no. 11, pp. 2692–2703, Nov. 2002.
- [15] S. Sriram and S. A. Kingsley, "Optical modulator," U.S. Patent 6600843, Jul. 29, 2003.
- [16] G. Gaborit, G. Martin, J.-L. Coutaz, L. Duvillaret, S. Kassi, and D. Romanini, "High-finesse Fabry-Pérot electro-optic sensors with enhanced sensitivity and high spatial resolution," *Appl. Opt.*, vol. 46, no. 11, pp. 2001–2009, Apr. 2007.
- [17] F. Cecelja and W. Balachandran, "Electrooptic sensor for near-field measurement," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 48, no. 2, pp. 650–653, Apr. 1999.
- [18] A. Warzecha, M. Bernier, G. Gaborit, L. Duvillaret, and J.-L. Lasserre, "Electro-optic sensors dedicated to noninvasive electric field characterization," *Proc. SPIE*, vol. 7389, pp. 738922–1–738922–9, Jun. 2009.
- [19] D. Chevallier, D. Baudry, and A. Louis, "Improvement of electrical near-field measurements with an electro-optic test bench," in *Proc. Progr. Electromagn. Res. B*, vol. 40, pp. 381–398, May 2012.
- [20] P. Jarrige, N. Ticaud, S. Kohler, R. P. O'Connor, L. Duvillaret, G. Gaborit, et al., "Electrooptic probe adapted for bioelectromagnetic experimental investigations," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 61, no. 7, pp. 2051–2058, Jul. 2012.
- [21] S. Kohler, P. Jarrige, N. Ticaud, R. P. O'Connor, L. Duvillaret, G. Gaborit, et al., "Simultaneous high intensity ultrashort pulsed electric field and temperature measurements using a unique electro-optic probe," *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 22, no. 3, pp. 153–155, Mar. 2012.
- [22] J. Park, I. Henins, H. W. Herrmann, and G. S. Selwyn, "Gas breakdown in an atmospheric pressure radio-frequency capacitive plasma source," *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 1, pp. 15–19, Jul. 2001.
- [23] H.-R. Metelmann, T. von Woedtke, R. Bussiahn, K. D. Weltmann, M. Rieck, R. Khalili, et al., "Experimental recovery of CO₂-laser skin lesions by plasma stimulation," *Amer. J. Cosmetic Surgery*, vol. 29, no. 1, pp. 52–56, 2012.
- [24] T. von Woedtke, S. Reuter, K. Mazur, and K. D. Weltmann, "Plasmas for medicine," *Phys. Rep.*, vol. 530, no. 4, pp. 291–320, Sep. 2013.
- [25] X. Lu, M. Laroussi, and V. Puech, "On atmospheric-pressure non-equilibrium plasma jets and plasma bullets," *Plasma Sour. Sci. Technol.*, vol. 21, no. 3, pp. 034005–1–034005–17, Jun. 2012.
- [26] S. Reuter, J. Winter, A. Schmidt-Bleker, H. Tresp, M. U. Hammer, and K. D. Weltmann, "Controlling the ambient air affected reactive species composition in the effluent of an argon plasma jet," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 40, no. 11, pp. 2788–2794, Nov. 2012.
- [27] K. D. Weltmann, E. Kindel, R. Brandenburg, C. Meyer, R. Bussiahn, C. Wilke, et al., "Atmospheric pressure plasma jet for medical therapy: Plasma parameters and risk estimation," *Contrib. Plasm. Phys.*, vol. 49, no. 9, pp. 631–640, 2009.
- [28] I. Fofana, M. Farzaneh, O. Hemmatjou, and C. Volat, "Study of discharge in air from the tip of an icicle," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 15, no. 3, pp. 730–740, Jun. 2008.

Gwenael Gaborit was born in Lens, France, in 1978. He received the M.Sc. degree in microwaves and microelectronics from the University of Lille, Lille, France, in 2002, and the Ph.D. degree in physics from the University of Savoie, Chambéry, France, in 2005.

He has been an Associate Professor with the IMEP-LAHC Laboratory, Université de Savoie, Le Bourget du Lac Cedex 73 376, France, since 2006. He is also a co-founder of the Kapteos Company, Le Bourget-du-Lac, France, and he is currently the Chief Science Officer. His current research interests include developing electrooptic sensors dedicated to ultrawideband and noninvasive electric field measurement. He is involved in terahertz spectroscopy and plasmonic. He is the author or co-author of over 60 technical publications and communications and is the author of four patents.

Pierre Jarrige was born in Brive-la-Gaillarde, France, in 1981. He received the master's degree in laser, matter, and biological media from the University of Paris-VI, Paris, France, and the Ph.D. degree in physics from the University of Grenoble, Grenoble, France, in 2007 and 2013, respectively.

He is currently a Research and Development Engineer with Kapteos SAS, Le Bourget-du-Lac, France. His current research interests include the development of electrooptic sensors devoted to bioelectromagnetism studies, including specific absorption rate measurements and *in situ* pulsed E-field characterization.

Frédéric Lecoche was born in Charleville-Mézières, France, on July 12, 1978. He received the Engineer degree in optronics from Ecole Nationale Supérieure des Sciences Appliquées et de Technologie, Lannion, France, in 2002, the M.Sc. degree from Université de Bretagne Occidentale, Brest, France, in 2003, and the Ph.D. degree in modeling and simulation of all optical cross connects using wavelength selective switch from TELECOM Bretagne, Plouzané, France, in 2008.

He was with the Advanced Studies on Home and Access Networks of Orange Laboratories, Lannion, in 2008. He was involved in radio-over-fiber systems, microwave generation, and optronics. Since 2010, he has been with Kapteos, Le Bourget-du-Lac, France. He is in charge of the development of optical sensors dedicated to the electromagnetic field and temperature measurements.

Jean Dahdah was born in Zghorta, Lebanon, in 1984. He received the M.Sc. degree in physics of sensors and instrumentation from the University of Bretagne Occidentale, Brest, France, and the Ph.D. degree in optics and photonics from the University of Franche-Comté, Besançon, France, in 2007 and 2010, respectively.

He was a Research Assistant with the Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, Nanooptics Team, Besançon, where he was involved in photonic crystal and optical extraordinary transmission. He is currently a Research and Development Engineer with Kapteos SAS, Le Bourget-du-Lac, France, where he is involved in electrooptic sensors for electric and magnetic field measurement based on integrated optics.

Éric Duraz was born in Chambéry, France, in 1976. He received the M.Sc. degree in optics, optoelectronics, and microwave from the Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, France, in 2002.

He is currently a Research and Development Engineer with Kapteos SAS, Le Bourget-du-Lac, France. His current research interests include ultrawideband measurements and microwave devices.

Christophe Volat (M'05–SM'11) was born in Chambéry, France, in 1971. He received the Degree in applied physics from École Supérieure d'Ingénieurs d'Annecy, Annecy Le Vieux, France, in 1995, the master's degree from Université Joseph Fourier, Grenoble, France, in 1997, and the Ph.D. degree in engineering from Université du Québec à Chicoutimi (UQAC), Chicoutimi, QC, Canada, in 2002.

He was a Post-Doctoral Researcher, a Research Professor on Grant, and an Assistant Professor with UQAC. Since 2009, he has been a Full Professor with UQAC. He is the author or co-author of more than 60 technical publications and communications in the fields of high voltage, outdoor insulation, and atmospheric icing. His current research interests include high-voltage, numerical modeling and simulation, electromagnetic, outdoor insulation, and optic sensors.

Lionel Duvillaret was born in Thonon-les-Bains, France, in 1966. He received the Ph.D. degree in physics from the University of Paris XI, Orsay, France, in 1994.

He was involved in research on electrooptic sampling with the Institute of Fundamental Electronics, Orsay, from 1990 to 1994. From 1993 to 2005, he was an Assistant Professor of physics, where he was involved in spectroscopy, electrooptic characterization of electric fields, and electromagnetic bandgap materials with the LAHC Laboratory, University of Savoie, Le Bourget-du-Lac, France. Since 2005, he has been a Professor of physics with the IMEP-LAHC Laboratory, Grenoble Institute of Technology, Grenoble, France. In 2009, he founded Kapteos SAS, Le Bourget-du-Lac, and is currently the Chief Executive Officer. He has authored or co-authored over 140 journal papers and international conference proceedings and holds eight patents.

10.2 Électro-optique (1 axe & température)

Electric field and temperature measurement using ultra wide bandwidth pigtailed electro-optic probes

Maxime Bernier,¹ Gwenaël Gaborit,² Lionel Duvillaret,^{1,*} Alain Paupert,³
and Jean-Louis Lasserre³

¹IMEP-LAHC, UMR CNRS 5130, Minatéc-INPG, 3 parvis Louis Néel, BP 257, 38016 Grenoble Cedex 1, France

²IMEP-LAHC, UMR CNRS 5130, Université de Savoie, Campus Scientifique, 73376 Le Bourget du Lac Cedex, France

³DGA/D4S/MRIS/Centre d'Études de Gramat, 46500 Gramat, France

*Corresponding author: lionel.duvillaret@inpg.fr

Received 12 December 2007; revised 10 April 2008; accepted 11 April 2008;
posted 11 April 2008 (Doc. ID 90740); published 29 April 2008

We present pigtailed electro-optic probes that allow a simultaneous measurement of high frequency electric fields and temperature using a unique laser probe beam. This has been achieved by the development of a novel probe design associated with a fully automated servo-controlled optical bench, initially developed to stabilize the electric field sensor response. The developed electro-optic probes present a stable response in outdoors conditions over a time duration exceeding 1 h, a frequency bandwidth from kHz to tens of GHz with a sensitivity of $0.7 \text{ Vm}^{-1} \text{ Hz}^{-1/2}$, and a temperature accuracy of 40 mK. © 2008 Optical Society of America

OCIS codes: 280.0280, 280.3420, 260.1440, 280.6780.

1. Introduction

In the field of high power microwave (HPM) measurements, ultra wide band (UWB) antennae are usually used. However, due to their metallic structure, antennae are greatly invasive and can be used only in the far field region. They are also unable to cover more than three or four decades of frequency [1]. Moreover, the size of UWB antennae make them incompatible with measurements inside equipment of reduced size. The recent development of pigtailed electro-optic (EO) sensors [2] could constitute a competitive alternative to antennae as they can bring solutions to the above-mentioned drawbacks. However, EO probes that were developed up until now suffer from the drift of their response with the temperature. Indeed, since these probes are based on a change of the eigen refractive indices of an EO crystal with the applied E field; they are also sensitive to the temperature as the EO-crystal eigen refractive indices are temperature dependent.

Different solutions have been proposed to solve this problem, like using a specific orientation of the EO crystal that minimizes thermal effects [3]. None of these solutions are completely satisfactory as they require electrical bias [4], laser wavelength control [5], complex designs, or with low tolerances [6] to get rid of the temperature dependent sensor response. Claverie *et al.* [7] have recently exploited this drawback to make an EO-crystal based temperature sensor.

We present here a novel millimeter-size UWB pigtailed EO probe covering more than seven decades of frequency (kHz–GHz frequency range), which allows us to get one specific component of the HPM E field and to probe temperature simultaneously. This EO probe is associated with a servo-controlled optical system that is continuously locked on an optimal working point. The EO probe temperature is then deduced from the values of the parameters that permit to the system to compensate for thermal drifts.

The simultaneous measurement of the probe temperature could bring complementary information. For example, we could imagine determining the energy of a single shot HPM signal by measuring the

temperature increase of an EO probe surrounded by a microwave absorber acting as a calorimeter [8].

In order to validate this new concept of optical probe, we have built a LiTaO₃ pigtailed EO probe, which has been characterized. We have obtained a frequency bandwidth exceeding 10 GHz, an *E*-field sensitivity of $\sim 0.7 \text{ Vm}^{-1} \text{ Hz}^{-1/2}$, and a temperature accuracy of $\sim 40 \text{ mK}$.

The paper is divided into three sections. In the first section, we present the principle of the optical probe together with the whole optical bench. The second section is dedicated to the theory and the last one to the experimental validation.

2. Principle

EO measurement of *E* fields using the Pockels' effect [9] is commonly used since the eighties. At first, it was employed to probe guided *E* fields propagating in electronic circuits [10]. For ten years now, it has been extended to *E*-field mapping [11]. Most of EO probes are based on polarization state modulation (PSM), i.e., on the modification of the polarization state of a laser probe beam during its propagation through an EO crystal. The PSM is due to the *E*-field induced birefringence of the crystal. However, the temperature variation of the crystal modifies as well its intrinsic birefringence, leading in turn to a PSM [12]. Consequently, if *E*-field and temperature induced birefringences take place on different time scales, it should be possible, in principle, to distinguish them. This is presently the case when measuring *E* fields at frequencies higher than 1 kHz as thermal variations occur at very low frequencies. Indeed, an EO crystal being irradiated by HPM presents a low pass filter thermal behavior that is governed by its *RC* time constant, where *C* represents its heat capacity and *R* is the thermal resistance between the EO crystal and an ambient temperature thermostat.

The problem is getting more complicated when one deals with pigtailed probes. As the useful information is carried by the polarization state of the laser probe beam, a polarization maintaining fiber (PMF) must be used to carry a linearly polarized laser probe beam from the laser source to the EO crystal. Although the PMF ensures this condition via the alignment of the laser polarization with one of its neutral lines, the polarization state of the laser probe beam is no longer linear on the way back after propagating through the EO crystal. In our experimental setup, we have used an 18 m long PMF between the EO probe and the optical bench. Consequently, the propagation through the PMF will induce an uncontrolled phase difference between the two eigenpolarizations. This phase difference depends on the temperature of the PMF [13]. Thus, it seems impossible to dissociate a temperature change of the PMF from a temperature change of the EO crystal.

Before dealing with this problem, let us recall that we get a linear response of the *E*-field measurement with a maximized sensitivity if we are able to convert the polarization state of the laser probe beam—

coming out from the PMF after its propagation through the EO crystal of physical length *L*—into a linear polarization state and then to split it using a polarizing beam splitter into two balanced optical beams whose powers are measured [14]. These two optical powers are written

$$P_{\pm} = \frac{P_{\text{inc}}}{2} (1 \pm \phi_E) = \frac{P_{\text{inc}}}{2} \left(1 \pm \frac{2\pi \Delta \vec{K} \cdot \vec{E} L_{\text{eff}}}{\lambda} \right), \quad (1)$$

where P_{inc} is the optical power at wavelength λ impinging onto the polarizing beam splitter. ϕ_E is the *E*-field induced phase difference between the two eigenpolarizations in the EO crystal of effective length $L_{\text{eff}} = 2L$ and $\Delta \vec{K}$ is the sensitivity vector [15]. As seen in Eq. (1), the only *E*-field component that leads to a variation of the optical powers received by the photodetectors is the one which is parallel to the sensitivity vector $\Delta \vec{K}$. Let us remark that the latter depends on the EO crystal and on the direction of the laser probe beam inside the EO crystal [15].

To get the required polarization state at the entrance of the polarizing beam splitter, two birefringent plates are required: a $\lambda/4$ plate Q1 is used to convert the undefined polarization state into a linear polarization state and a $\lambda/2$ plate H1 is used to balance the optical powers received by the two photodetectors, which are represented in Fig. 1 as PD1 and PD2. As seen in the sketch of the whole optical bench included the pigtailed EO probe (see Fig. 1), another detection path has been added to guarantee that we get the required polarization state. Indeed, one would also get balanced photocurrents if the laser beam impinging onto the first Wollaston prism is circularly polarized. To eliminate the cases for which we get perfectly balanced optical powers received by PD1 and PD2 without having a linear polarization state at the entrance of the first Wollaston prism, a $\lambda/4$ plate Q2 has been added on a second detection path. The neutral lines of this $\lambda/4$ plate and the axes of the second Wollaston prism make an angle of 0° and of 45°

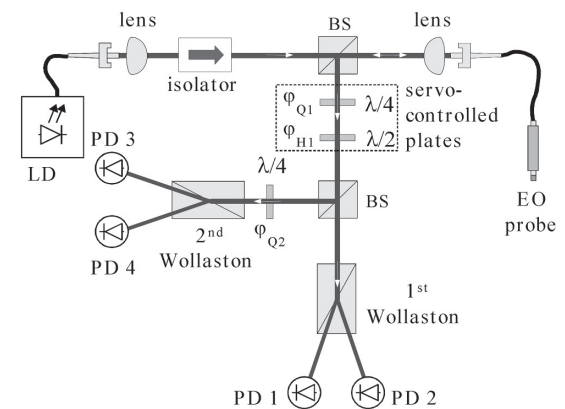


Fig. 1. Experimental setup: PD, photodiode; LD, laser diode; BS, nonpolarizing beam splitter; EO, electro-optic.

about the axes of the first Wollaston prism, respectively. With such a configuration, it is easy to show that optical powers received by PD1 and PD2, on the one hand, and by PD3 and PD4, on the other hand, will both be perfectly balanced if, and only if, we have the right linear polarization state at the entrance of the first Wollaston prism; these two conditions define the optimal working point of the system.

Using Jones' matrices formalism [16], let us see in the Section 3 why the insertion of a $\lambda/4$ plate between the PMF and the EO crystal, such as the neutral lines of a $\lambda/4$ plate make an angle of 45° about the ones of the PMF, leads to a dissociation of the PMF temperature change from the EO-crystal temperature change [17].

3. Theory

The Jones' matrix of the EO probe, represented in Fig. 2, is

$$M_{\text{probe}} = M_{\lambda/4} \cdot R_{-\alpha} \cdot \begin{pmatrix} \exp(-j\Delta\phi/2) & 0 \\ 0 & \exp(j\Delta\phi/2) \end{pmatrix} \cdot R_{\alpha} \cdot M_{\lambda/4}, \quad (2)$$

where R_{α} represents a rotation matrix of angle α and $M_{\lambda/m}$ is the Jones' matrix of a λ/m plate. $\Delta\phi = \phi_0 + \phi_E$ is the sum of the two contributions to the phase difference between the two eigenpolarizations in the EO crystal. ϕ_0 is linked to its intrinsic birefringence, which is temperature dependent. The Jones' matrix of the PMF is written

$$M_{\text{PMF}} = \begin{pmatrix} \exp(-j\theta/2) & 0 \\ 0 & \exp(j\theta/2) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Consequently, the Jones' matrix of the optical system from the entrance of the PMF up to the entrance of the first Wollaston prism is given by

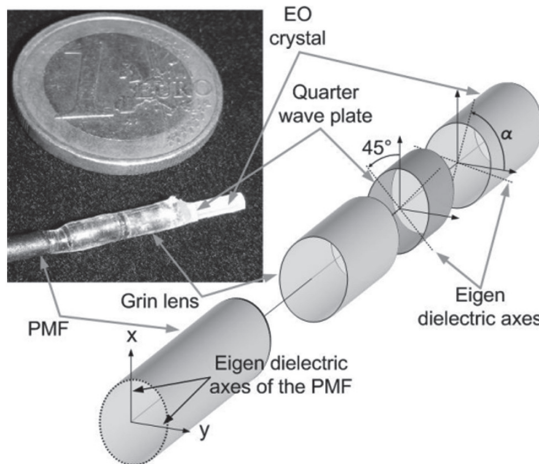


Fig. 2. Schematic and picture (inset) of the EO probe with indication of the relative orientations of the eigen dielectric axes of the probe optical elements.

$$M_{\text{system}} = R_{-\varphi_{H1}} \cdot R_{\lambda/2} \cdot R_{\varphi_{H1}-\varphi_{Q1}} \cdot R_{\lambda/4} \cdot R_{\varphi_{Q1}} \cdot M_{\text{PMF}} \cdot R_{-\pi/4} \cdot M_{\text{probe}} \cdot R_{\pi/4} \cdot M_{\text{PMF}}. \quad (4)$$

As the input polarization state of the laser probe beam at the entrance of the system is linear, the optical powers P_1 and P_2 received by the photodetectors PD1 and PD2 are written

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \end{pmatrix} \equiv \left| M_{\text{system}} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2. \quad (5)$$

The calculation of these optical powers leads to

$$P_1 = \frac{1}{2} \{ 1 \pm (\cos 2\varphi_{Q1} \cos \Delta\phi + \sin(2\alpha + \theta) \times \sin 2\varphi_{Q1} \sin \Delta\phi) \cos(4\varphi_{H1} - 2\varphi_{Q1}) \pm \cos(2\alpha + \theta) \sin \Delta\phi \times \sin(4\varphi_{H1} - 2\varphi_{Q1}) \}. \quad (6)$$

As the optimal working point is characterized simultaneously by balanced optical powers in the absence of applied E field ($P_1 = P_2$ for $\phi_E = 0$) and by the cancellation of the second derivative $\partial^2 P_{1,2} / \partial \phi_E^2$ (which is fully equivalent to the equality $P_3 = P_4$), we can, therefore, calculate the orientations of the two wave plates Q1 and H1:

$$\varphi_{Q1} = \frac{1}{2} \arccos \left(\delta \frac{\sin \phi_0}{\sqrt{1 - \cos^2(2\alpha + \theta) \cos^2 \phi_0}} \right), \quad \varphi_{H1} = \frac{1}{4} \left\{ 2\varphi_{Q1} + \arctan \left(-\cos(2\alpha + \theta), \frac{\cos 2\varphi_{Q1}}{\tan \phi_0} + \sin(2\alpha + \theta) \sin 2\varphi_{Q1} \right) \right\}, \quad (7)$$

where $\delta = 2\{(\frac{2\alpha+\theta}{\pi} + \frac{\phi_0-3\pi/2}{\pi}) \bmod 2 - \frac{1}{2}\}$ is equal to ± 1 ($[x]$ is the round down of x to the nearest integer). From Eq. (7) and from the above-mentioned conditions, which are required for the optimization of the system, we can express ϕ_0 and θ as a function of the experimental parameters φ_{Q1} , φ_{H1} , and α . These three latter parameters are easily attainable by the experimenter. We get

$$\theta = \arctan(\tan(4\varphi_{H1} - 2\varphi_{Q1}), \sin 2\varphi_{Q1}) - 2\alpha, \quad \phi_0 = \Psi \times \text{sgn} \left(\varphi_{H1} - \frac{\pi}{8} + \frac{\Psi}{4} \right), \quad \text{with } \Psi = \arctan \left(\sqrt{\tan^2(4\varphi_{H1} - 2\varphi_{Q1}) + \sin^2 2\varphi_{Q1}}, \cos 2\varphi_{Q1} \right), \quad (8)$$

where $\arctan(x, y) = \arctan(y/x)$.

Let us remark that the dephasing ϕ_0 , which depends on the intrinsic birefringence of the EO crystal, is fully determined by the orientation of the two wave plates Q1 and H1 regardless of EO-crystal orientation α . Consequently, no specific orientation of

the EO crystal is required for a simultaneous measurement of the applied E field and the temperature of the crystal.

4. Experimental Validation

In order to get a real-time tracking of the optimal working point of the system, the two wave plates H1 and Q1 (see Fig. 1) have been mounted on motorized rotation stages. The orientation of these two wave plates are controlled by proportional-integral-derivative regulation loops that use the currents of the four photodiodes PD1 to PD4 as inputs. With such a servo-controlled system, we get at any time $P_1 = P_2$ and $P_3 = P_4$, ensuring a constant response of the measure with both highest linearity and sensitivity, as shown in Section 3. Figure 3 shows a single shot vertically polarized HPM signal emitted by a horn antenna and measured simultaneously by the EO probe and a reference waveguide antenna. The reference waveguide antenna and the EO probe were located at a distance of 5 and 2 m from the emitting horn antenna, respectively, both detectors being in the far field region. The peak amplitude of the E field radiated by the horn antenna at the EO probe location is ~ 800 kV/m, while it is ~ 150 kV/m at the antenna location. For the measurement, the sensitivity axis of the EO probe, defined by the direction of the sensitivity vector ΔK , has been vertically aligned. Another measurement is presented in Fig. 4 for which the EO probe is rotated by 90° about its initial position getting its sensitivity axis horizontally aligned. The EO measurements have been performed using a u²t-Photonics high speed 45 GHz bandwidth photo-

diode as PD1, followed by a Miteq 22 dB gain, a 0.1–10 GHz microwave amplifier, and a Tektronix 12 GHz real-time oscilloscope. As seen in Fig. 3, the reference waveguide antenna and the EO probe deliver a very similar signal. Moreover, the signal vanishes when the EO probe has been rotated by 90° . However, only qualitative comparisons can be made in the time domain. To get a more quantitative comparison, the spectra have been calculated by fast Fourier transform: they are plotted in Fig. 4. We can see that nearly identical spectra are obtained with the reference antenna (dotted line) and the EO probe (solid line). Moreover, an extinction of ~ 20 dB is observed when the EO probe has been rotated, confirming the ability of such a sensor to measure a unique E -field component. For that purpose, the EO crystal has been processed in a cylindrical shape to keep the same orientation of the ambient E field to be measured and the inner-EO-crystal E field that is actually measured [18]. For the reference antenna and the EO probe, the noise level comparison of the spectra of measured signals, on the one hand, and of the incident E -field level, on the other hand, leads to an estimation of an ~ 30 dB loss of signal-to-noise ratio when the reference antenna is substituted by the EO probe. Nevertheless, it is the only drawback when comparing the relative performances of the reference antenna and the EO probe. Indeed, the EO probe presents a millimeter spatial resolution, a flat frequency response from quasi DC up to a few tens of Hz, and almost no invasiveness due to its fully dielectric making.

In the theoretical section, we have shown that the dephasings ϕ_0 and θ , linked to the intrinsic birefrin-

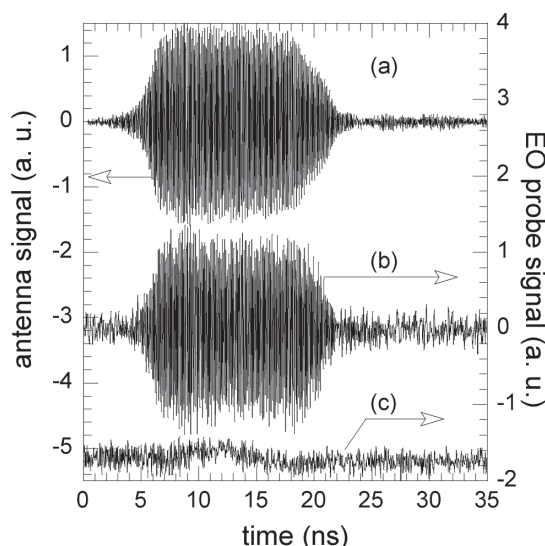


Fig. 3. Single shot vertically polarized high power microwave signal measurement obtained with (a) a reference antenna, (b) the EO probe having its sensitivity vector ΔK vertically aligned, and (c) the EO probe having its sensitivity vector ΔK horizontally aligned (an artificial offset has been added for clarity).

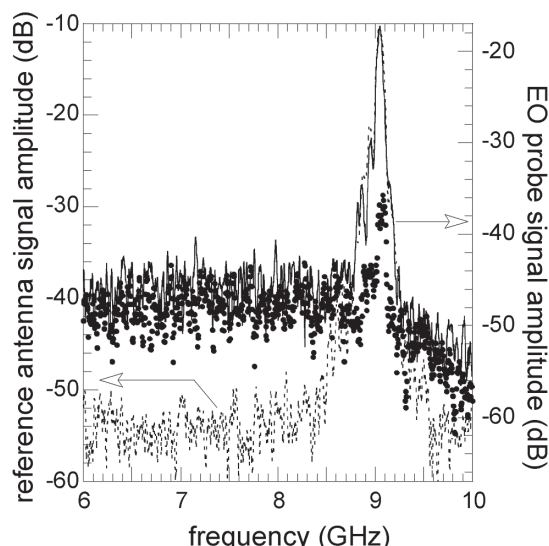


Fig. 4. Spectra of the single shot high power microwave signal (see Fig. 3) measured with a reference antenna (dotted line), the EO probe having its sensitivity vector ΔK vertically aligned (solid line), and the EO probe having its sensitivity vector ΔK horizontally aligned (dots).

gence of the EO crystal and of the PMF, respectively, can be separately determined from the orientation of the two servo-controlled wave plates. As the dephasing ϕ_0 is essentially dependent on the temperature of the EO crystal, any change of its temperature should be easily determined. In order to experimentally validate the measurement of the relative temperature of the EO probe, we have first characterized the temperature dependence of the EO-crystal birefringence. For that purpose, we have used a standard "polarizer-EO crystal-crossed polarizer" configuration in which the eigen dielectric axes of the EO crystal make an angle of $\sim 45^\circ$ about the polarizer axis. Using a congruent LiTaO₃ crystal of length $L_{\text{crystal}} = 7.1$ mm, initially heated at 70°C , we have recorded an oscillating transmitted optical power versus the crystal temperature T . This optical power is modulated by the dephasing ϕ_0 with a modulation period given by $\Delta\phi_0 = 2\pi$. From this measurement, and considering a linear variation of ϕ_0 versus T , we can extract the thermal dependence of the birefringence $\Delta n = n_o - n_e$ of the crystal used to build the probe:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial T} = \frac{\lambda}{2\pi L_{\text{crystal}}} \frac{\partial \phi_0}{\partial T}. \quad (9)$$

We have obtained a value of $\sim 5.5 \pm 0.5 \times 10^{-5} \text{K}^{-1}$, much higher than in the case of a stoichiometric LiTaO₃ crystal [19].

We have then put only the tip of the EO probe in an oven, initially heated above room temperature. During its return to the thermal equilibrium, the orientations of the two servo-controlled wave plates H1 and Q1 have been recorded (see Fig. 5). We have simultaneously recorded the temperature of the oven using a K -type thermocouple (nickel-chromium) that was placed close to the EO crystal. The dephasing ϕ_0 , calculated using Eq. (8) from the data of Fig. 5, is shown in Fig. 6 (solid line). ϕ_0 exhibits some artificial π -phase jumps from -90° to $+90^\circ$ resulting from the "arctan" function appearing in Eq. (8). Once unfolded, ϕ_0 presents an exponential decreasing shape (see dotted curve in Fig. 6). The small spikes present on the folded and unfolded curves appear each time the servo-controlled system is tracking a new working point, resulting in orientation jumps of the waveplates that appear in Fig. 5. Then, the temporal evolution of the temperature of the EO probe tip has been calculated from the value of $\partial \Delta n / \partial T$, that has been measured, and from the unfolded ϕ_0 curve. For this calculation, we have used Eq. (9) in which L_{crystal} has been replaced by twice the physical length of the EO crystal to take the back and forth travel of the laser probe beam inside the EO probe into account. This temporal evolution is represented in Fig. 7, together with the direct temperature measurement obtained with the thermocouple. The only adjustable parameter that has been used to calculate the temperature from the unfolded ϕ_0 curve is the initial temperature (at $t = 0$). Indeed, we only have access to the variations of ϕ_0 as its absolute value is unknown. Concerning the second fitting

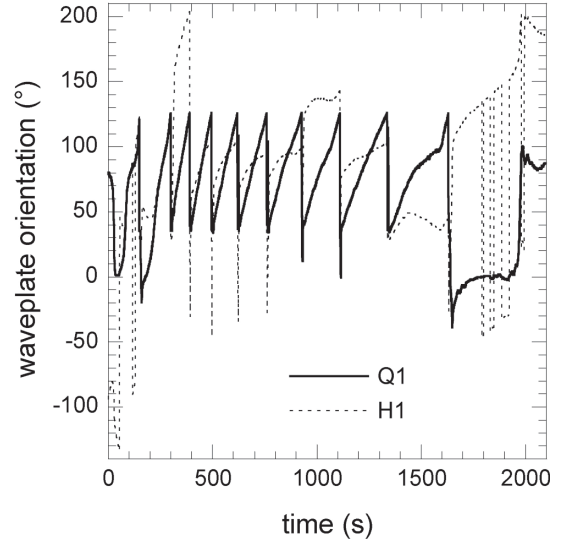


Fig. 5. Temporal record of the orientations of the two servo-controlled wave plates Q1 and H1 used to lock the optical system on an optimal working point during the cool down of the EO probe.

parameter ($\partial \Delta n / \partial T$), we have considered a value of $5.37 \times 10^{-5} \text{K}^{-1}$ to get the best agreement between the two measurements. Let us notice that this value is fully consistent with the value of $\partial \Delta n / \partial T$ already measured ($5.5 \pm 0.5 \times 10^{-5} \text{K}^{-1}$), thus validating temperature measurements with the EO probe. Moreover, we get a much lower rms noise on the temperature

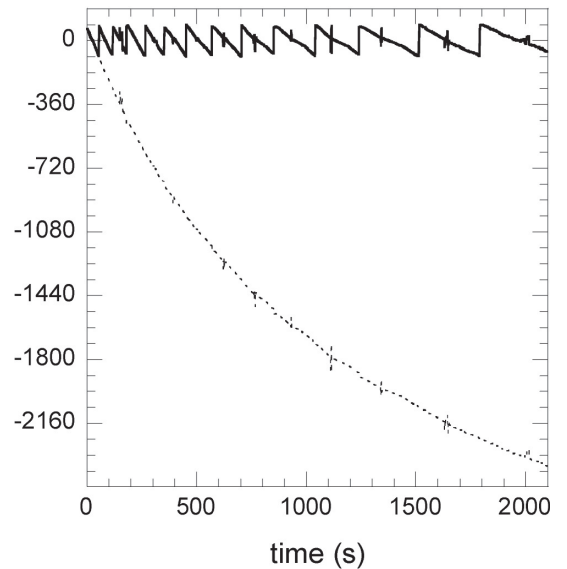


Fig. 6. Folded (solid curve) and unfolded (dotted line) dephasing ϕ_0 introduced between the two eigenpolarization states inside the EO crystal during its cool down and calculated from the wave plates orientations given in Fig. 5.

curve obtained with the EO probe than the one obtained with the thermocouple, even considering the spikes that correspond to scanning phases of new working points. To evaluate the temperature measurement accuracy of the EO probe, we have fitted the experimental curve with a theoretical adjustment (dotted curve in Fig. 7) composed of an exponential decay term and a linear term. This latter term (3 mKs^{-1} decay) has been added to the natural exponential decay term (time constant $R_{\text{oven}}C_{\text{oven}}$ of 0.6 ks) to take the slow drift of the ambient temperature into account. Since the time constant $R_{\text{oven}}C_{\text{oven}}$ is much larger than the one of the EO crystal, the temperature given by the thermocouple on the one hand, and the EO crystal on the other hand, should be the same. As seen, the experimental temperature measured with the EO probe is almost indiscernible from the theoretical fit. To the first order, we can estimate that the temperature accuracy of our EO probe is given by the standard deviation between the theoretical fit and the experimental data: a value of 55 mK is obtained. When the spikes (representing $\sim 1\%$ of the data) are excluded, this value is reduced to 40 mK ! Indeed, the EO probe is not only a fully dielectric, noninvasive, and miniature electric field sensor (see photo in Fig. 2) but also constitutes a very precise temperature sensor.

5. Conclusion

We have developed new miniature, noninvasive, and fully dielectric EO probes that present an ultra wide bandwidth. Although presenting a lower sensitivity compared to antenna, such probes have a flat response from 1 kHz to a few tens of GHz and a large dynamic of measurement making them perfectly sui-

ted for high power microwave measurements. Up to now, all EO probes that were based on polarization state modulation were suffering from their huge sensitivity to the temperature that forbids their use outside thermally regulated laboratories. With the new design of an EO probe proposed in this paper, we have turned this major drawback into an advantage as our EO probes are able to measure temperature with a relative accuracy on the order of 40 mK . Moreover, the servo-controlled system is able to maintain an optimal working point for hours with temperature variations of the EO probe as fast as 0.02°C per second.

Finally, the authors acknowledge the DGA (French Military Programs Management and Procurement Agency) for their support.

References

1. W. D. Prather, C. E. Baum, R. J. Torres, F. Sabath, and D. Nitsch, "Survey of worldwide high-power wideband capabilities," *IEEE Trans. Electromag. Compat.* **46**, 335–344 (2004).
2. S. Wakana, T. Ohara, M. Abe, E. Yamazaki, M. Kishi, and M. Tsuchiya, "Fiber-edge electrooptic/magneto-optic probe for spectral-domain analysis of electromagnetic field," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **48**, 2611–2616 (2000).
3. G. Zheng, J. Xu, L. Chen, H. Wang, and W. She, "Athermal design for the potassium titanyl phosphate electro-optical modulator," *Appl. Opt.* **46**, 6774–6778 (2007).
4. R. Forber, W. C. Wang, D.-Y. Zang, S. Schultz, and R. Selfridge, "Dielectric EM field probes for HPM test & evaluation," presented at the Annual ITEA Technology Review, Cambridge, United Kingdom, 7–10 August 2007.
5. M.-S. Huang, M.-H. Lu, and J.-T. Shy, "High sensitivity bulk electro-optic modulator field sensor for high voltage environments," *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 5364–5366 (2004).
6. V. N. Filippov, A. N. Starodumov, Y. O. Barmenkov, and V. V. Makarov, "Fiber-optic voltage sensor based on a $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal," *Appl. Opt.* **9**, 1389–1393 (2000).
7. R. Clavier, J.-P. Salvestrini, and M. D. Fontana, "New electro-optic sensor architecture for temperature measurements," presented at the Instrumentation and Measurement Technology Conference, Warsaw, Poland, 1–3 May 2007.
8. B. Mellouet, L. Velasco, and J. Achkar, "Fast method applied to the measurement of microwave power standards," *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **50**, 381–384 (2001).
9. G. C. Baldwin, *An Introduction to Non Linear Optics* (Plenum, 1969).
10. B. H. Kolner and D. M. Bloom, "Electro-optic sampling in GaAs integrated circuits," *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 79–93 (1986).
11. K. Yang, L. P. B. Katehi, and J. F. Whitaker, "Electro-optic field mapping system utilizing external gallium arsenide probes," *Appl. Phys. Lett.* **77**, 486–488 (2000).
12. L. Levi, *Applied Optics* (Wiley & Sons, 1980), Vol. 2.
13. R. B. Dyott, *Elliptical Fiber Waveguides* (Artech House, 1995).
14. L. Duvillaret, S. Rialland, and J.-L. Coutaz, "Electro-optic sensors for electric-field measurements. I. Theoretical comparison among different modulation techniques," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2692–2703 (2002).
15. L. Duvillaret, S. Rialland, and J.-L. Coutaz, "Electro-optic sensors for electric-field measurements. II. Choice of the crystals and complete optimization of their orientation," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2704–2715 (2002).
16. B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (Wiley-Interscience, 1991).

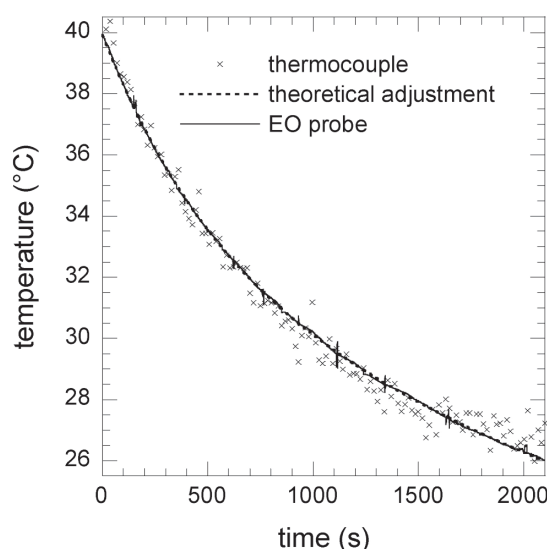


Fig. 7. Temperature of the EO probe calculated from the dephasing ϕ_0 plotted in Fig. 6 (solid curve) and simultaneously measured with a thermocouple (crosses). A theoretical adjustment of the EO probe temperature is also represented in dotted curve.

17. L. Duvillaret and G. Gaborit, "Sonde électro-optique de mesure de température et de champ électromagnétique," French patent deposit 06-52156 (2006).
18. G. Gaborit, J.-L. Coutaz, and L. Duvillaret, "Vectorial electric field measurement using isotropic electro-optic crystals," *Appl. Phys. Lett.* **90**, 241118 (2007).
19. K. S. Abedin and H. Ito, "Temperature-dependent dispersion relation of ferroelectric lithium tantalate," *J. Appl. Phys.* **80**, 6561–6563 (1996).

10.3 Électro-optique (2 axes)

Vectorial electric field measurement using isotropic electro-optic crystals

G. Gaborit^{a)} and J.-L. Coutaz

LAHC, Université de Savoie, 73376 Le Bourget du Lac cedex, France

L. Duvillaret

IMEP, Minatec-INPG, 3 parvis Louis Néel, 38016 Grenoble cedex 1, France

(Received 8 September 2006; accepted 21 May 2007; published online 15 June 2007)

The authors present a two-component electric field measurement using a single electro-optic crystal and a single laser probe beam. This vectorial electric field measurement based on polarization state modulation is possible using isotropic electro-optic crystals for which directions of the eigendielectric axes are directly linked to the direction of the applied electric field. The proposed method can be used either for continuous wave or single shot measurements as the two electric field components are measured simultaneously. © 2007 American Institute of Physics.

[DOI: 10.1063/1.2748364]

Electro-optic (EO) sampling constitutes an appropriate technique for measuring electric (E) field either in guided propagation¹ or in free space² due to its ultrawide bandwidth,³ its low invasiveness,⁴ and the vectorial analysis⁵ it potentially provides. This latter characteristic has already been exploited using different EO crystals to map either two or three components of an E field radiated by a patch antenna.⁶ It has also been used with a single EO crystal and different laser beams passing through the crystal and probing the components of the E field.^{7,8} However, in these experimental developments of E-field vectorial analysis, the different components of the E field are not measured at the same time or at the same location, respectively. Moreover, the practical implementation of the second technique is rather complicated. We present here a direct two-component E-field measurement technique requiring only a single isotropic EO crystal and a single laser probe beam. Indeed, in the configuration of polarization state modulation, we have theoretically demonstrated in Ref. 9 that only isotropic EO crystals potentially allow the simultaneous measurement of two orthogonal E-field components in the simplest experimental configuration where a single laser probe beam passes through a single EO crystal. We present here a straightforward method that gives reality to this potentiality and its experimental validation.

As theoretically shown, the E-field induced birefringence probed by a laser beam impinging at normal incidence on a (111) isotropic EO crystal is given by⁹

$$\delta n_{\pm}(\mathbf{E}) - \delta n_{\mp}(\mathbf{E}) = \alpha n^3 \text{ with } \alpha = \sqrt{2/3} r_{41} \|\mathbf{E}_{\perp}\|, \quad (1)$$

where $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\perp} + \mathbf{E}_{\parallel}$ is the E field applied to the crystal, \mathbf{E}_{\parallel} (E_z component) being the component parallel to the wave vector \mathbf{k} of the laser probe beam and \mathbf{E}_{\perp} (containing both E_x and E_y components) being a vector lying in a plane perpendicular to \mathbf{k} (see Fig. 1). n and r_{41} are the refractive index and the unique independent EO coefficient of the crystal, respectively. $\delta n_{+}(\mathbf{E})$ and $\delta n_{-}(\mathbf{E})$ represent the E-field induced variations of the eigenrefractive indices n_{+} and n_{-} , respectively. Equation (1) shows that the E-field induced birefringence is equally modified by any transverse (perpendicular to \mathbf{k}) E field of the same magnitude but does not give any

information on how to make the measure. For that, we need to know how the direction of the eigendielectric axes are modified by the direction of the E field. Taking notations of Ref. 9, a rotation of the crystallographic axes xyz of $\pi/4$ about the z axis and then a second rotation of $\arccos(1/\sqrt{3})$ ($\sim 54.7^\circ$) about the y' axis lead to an equation of the index ellipsoid in the XYZ referential for which the Z axis corresponds to direction (111) (see Fig. 1). The wave plane of the laser probe beam is thus perpendicular to Z . Therefore, the equation of the ellipse corresponding to the intersection of this wave plane with the index ellipsoid is obtained by taking $Z=0$,

$$X^2 \left(\frac{1}{n^2} - \alpha \cos \gamma \right) + Y^2 \left(\frac{1}{n^2} + \alpha \cos \gamma \right) + 2\alpha XY \sin \gamma = 1, \quad (2)$$

where γ is the angle between \mathbf{E}_{\perp} and X axis (see Fig. 1). The angles Ψ_{\pm} between eigendielectric axes and X axis are easily deduced from the directions of the eigenvectors, these latter ones being obtained from Eq. (2),

$$\Psi_{\pm} \equiv (3 \pm 1) \frac{\pi}{4} - \frac{\gamma}{2} [\pi]. \quad (3)$$

Relation (3) exhibits a perfect proportionality between any rotation of the applied E field \mathbf{E}_{\perp} about \mathbf{k} and the induced rotation of the eigendielectric axes as $\Delta \Psi_{\pm} = -\Delta \gamma/2$. Let us now consider a circularly polarized laser probe beam passing through the crystal under applied E field. The EO effect will convert the initial circular polarization into an elliptical polarization whose axes form a $\pi/4$ angle to the eigendielectric axes of the crystal, these latter ones forming themselves an angle of $\gamma/2$ modulo $\pi/2$ to the applied E field. Consequently, the axes orientation of the emerging elliptical polarization in the laboratory referential should undergo half the rotation of the applied E field. Thus, from the analysis of the emerging elliptical polarization, we get both transverse E-field magnitude $\|\mathbf{E}_{\perp}\|$ and orientation γ , i.e., the polar coordinates of the vector \mathbf{E}_{\perp} . Indeed, these polar coordinates $\|\mathbf{E}_{\perp}\|$ and γ are obtained from the measured induced birefringence [see Eq. (1)] and from the orientations Ψ_{+} and Ψ_{-} of the eigendielectric axes of the ZnTe crystal [see Eq. (3)], respectively.

^{a)}Electronic mail: gwenael.gaborit@univ-savoie.fr

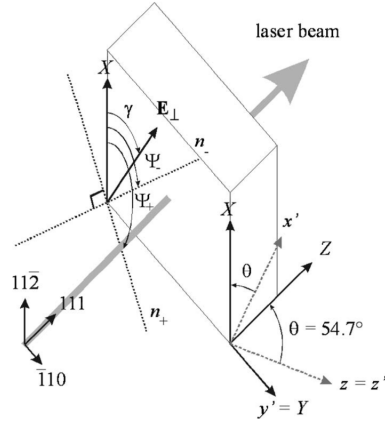


FIG. 1. Angles defining both E-field direction (γ) and eigendielectric axes (Ψ_{\pm}) of the EO crystal in the XY plane, together with the relations between crystallographic axes and XYZ referential.

For the experimental validation, we have used a cw laser diode at wavelength $\lambda=1550$ nm and a 1.5 mm thick ZnTe crystal. In order to get a perfectly known direction of the applied E field inside the crystal, it has been processed in a 2.3 mm diameter cylindrical shape and then inserted in between the plates of a plane-parallel condenser. Indeed, the two-dimensional electrostatic simulation, represented in Fig. 2, shows that a quasiconstant (both in magnitude and orientation) E field perpendicular to the condenser plates lies in the center of the crystal. A quarter-wave plate is used to convert the linearly polarized laser beam into a circularly polarized one. After its crossing through the crystal, the beam passes through an analyzer and is then focused onto a photodiode. We note that Γ is the analyzer orientation with respect to the vertical in the laboratory referential. An ac voltage is applied to the condenser plates and the induced EO modulation of the photodiode current is measured with a spectrum analyzer. Using Jones matrices formalism, it is easy to obtain the expression of the modulation depth d of the photodiode current, defined as the ratio of the rms ac photocurrent induced by the EO modulation to the dc photocurrent as

$$d = \frac{2\pi an^3 L}{\lambda} |\sin(\Theta_0 + 2\Gamma - \gamma)|, \quad (4)$$

where Θ_0 is the angle given by the orientation of ZnTe axes $X \equiv (11\bar{2})$ and $Y \equiv (\bar{1}10)$ in the laboratory referential. As we

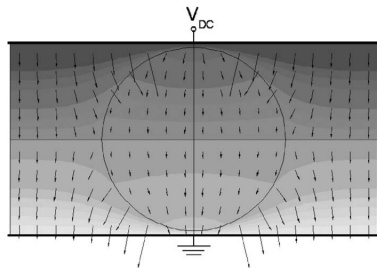


FIG. 2. Two-dimensional electrostatic simulation of both isopotentials (in gray levels) and E field (arrows) inside a plane-parallel condenser enclosing a cylindrical shape ZnTe crystal with a permittivity of 10.

Downloaded 26 Jun 2007 to 193.48.255.141. Redistribution subject to AIP license or copyright, see <http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp>

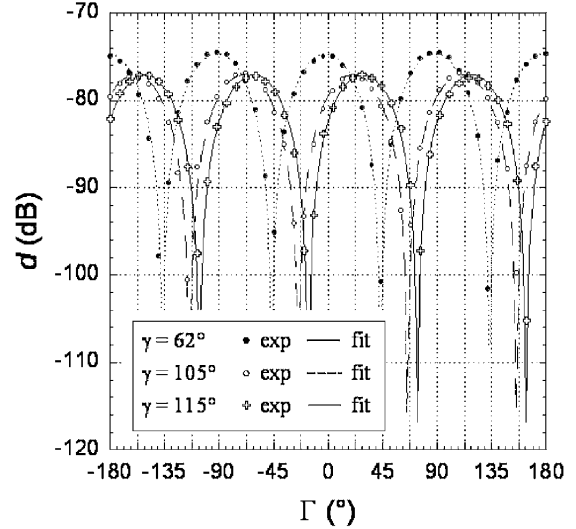


FIG. 3. Modulation depth d of the laser probe beam vs orientation Γ of the rotating analyzer for different E-field directions (γ). Measurements (symbols) and theoretical fits (curves) using Eq. (4).

want to determine the two unknowns α and γ , at least three measurements for different values of Γ are required because of the absolute value of the sinus function. By splitting the laser probe beam emerging from the ZnTe crystal in four beams and using four analyzers with Γ values of 0, $\pi/4$, $\pi/8$, and $3\pi/8$, we can measure the four modulation depths d_1 , d_2 , d_3 , and d_4 , respectively. From Eqs. (1) and (4), we get the magnitude and orientation of the applied E field as follows:

$$\|E_{\perp}\| = \frac{\sqrt{3}\lambda}{4\pi L n^3 r_{41}} \sqrt{d_1^2 + d_2^2 + d_3^2 + d_4^2},$$

$$\gamma = \Theta_0 - \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{d_4^2 - d_3^2}{d_2^2 - d_1^2}\right). \quad (5)$$

In order to experimentally validate the above theoretical considerations, we have used a Wollaston prism as a fixed analyzer together with a half-wave-plate mounted on a rotation stage instead of a rotating polarizer. We have then measured the modulation depth for different orientations of the half-wave-plate, angularly separated by 4° steps, which is equivalent to 8° Γ steps for the equivalent rotating analyzer. For the same 10 V peak-to-peak ac voltage (i.e., ~ 3.5 V_{eff}) applied to the condenser plates in between which the cylindrical ZnTe crystal is inserted, we have made three series of measurements of modulation depth for different orientations of the E field in the laboratory referential: 62° , 105° , and 115° . The experimental data points are plotted as markers on Fig. 3. From Eq. (4), the three series of data points have been fitted using the adjustable parameters α (setting the level of the curve) and γ (setting the angle shift). Different values of α parameter have been considered in order to take the imperfection of the system used to apply the E field into account. Indeed, the centering of both laser probe beam and ZnTe crystal in between the plane-parallel condenser plates is not perfect as their relative positions are slightly modified when the condenser is rotated to another angle. The fitting

TABLE I. Comparison between adjustable parameters α and γ obtained either from the fitting curves of Fig. 3 or from Eqs. (1) and (5).

Experimentally fixed direction of the applied E field γ (deg)	62	105	115
Estimated experimental uncertainty $\Delta\gamma$ (deg)	$\sim 2-3$	$\sim 2-3$	$\sim 2-3$
γ inferred from the fitting curve of Fig. 3 (deg)	58.9 ± 1.4	103.4 ± 1.6	119.6 ± 1.4
γ inferred from Eqs. (1) and (5) (deg)	57.6	104	120.4
$\Delta\gamma$ (deg)	1.4	0.6	0.8
α inferred from the fitting curve of Fig. 3	$(1.49 \pm 0.07) \times 10^{-9}$	$(1.13 \pm 0.08) \times 10^{-9}$	$(1.12 \pm 0.06) \times 10^{-9}$
α inferred from Eqs. (1) and (5)	1.45×10^{-9}	1.09×10^{-9}	1.13×10^{-9}
$\Delta\alpha$ (%)	3	4	1

curves relative to the angles 62° , 105° , and 115° have been obtained for $\alpha \sim 1.49 \times 10^{-9}$, 1.13×10^{-9} , and 1.12×10^{-9} , respectively, i.e., corresponding to a standard deviation of 20% on α . Considering a ZnTe EO coefficient $r_{41} \sim 4$ pm/V (Ref. 10) and the average α value of 1.25×10^{-9} , a magnitude $\|\mathbf{E}_\perp\| \approx 380$ V/m of the inner-crystal E field is obtained. From electrostatic simulations, one can show that the inner-crystal E field can be up to $\sim \varepsilon_r$ times lower than the ambient E field to be measured, depending both on the EO crystal shape and on its relative size compared to the condenser plates gap. The distance between the two plates being ~ 2.5 mm, we deduce from electrostatic simulations that the inner-crystal E-field magnitude could range from 335 to 1100 V/m for a ZnTe-crystal-electrode gap varying from 0 to 400 μm . The measured value of 380 V/m is then fully consistent with these simulations results.

Concerning Θ_0 that enters also in Eq. (4), we have set its value so that the average value of the three extracted angles γ coincide with the expected value of 94° $[(62^\circ + 105^\circ + 115^\circ)/3]$. Indeed, the machining of the crystal in a cylindrical shape has led to the removal of the crystal axes marker. The three extracted angles corresponding to the expected values of 62° , 105° , and 115° are 58.9° , 103.4° , and 119.6° , respectively. Let us notice that the mean difference between expected and measured values is only of 3° , which is of the order of magnitude of the experimental uncertainty.

Finally, let us validate formula (5). For each of the three series of experimental data points plotted in Fig. 3, we have considered the modulation depth values d_1 , d_2 , d_3 , and d_4 corresponding to the Γ values of 0° , 45° , 22.5° , and 67.5° , respectively. The results are given in Table I. As seen, the α

and γ values extracted with formulas (1) and (5) are very close to the ones obtained from the fitting curves that take the whole data points into account. The difference between these two methods on both magnitude and direction of the inner-crystal E field \mathbf{E}_\perp is lower than 4% and 1.5° , respectively.

In conclusion, we have demonstrated a two-component E-field measurement using a single electro-optic crystal and a single laser probe beam. Compared to other published works on electro-optic probes for E-field vectorial measurements, we propose a more straightforward and reliable method that gives outstanding results ($\sim 2^\circ$ and 20% accuracy on the E-field direction and magnitude, respectively).

The authors would like to acknowledge the DGA (French Military Programs Management and Procurement Agency) for the support.

¹B. H. Kolner and D. M. Bloom, IEEE J. Quantum Electron. **22**, 79 (1986).

²G. Gaborit, L. Duvillaret, N. Breuil, B. Crabos, and J.-L. Lasserre, EUROEM Conference Proceedings (2004), p. 70.

³H. Cao, T. F. Heinz, and A. Nahata, Opt. Lett. **27**, 775 (2002).

⁴M. Y. Frankel, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, and J. A. Valdmann, Int. J. Mod. Phys. C **1**, 60 (1991).

⁵W.-K. Kuo and D.-T. Tang, Rev. Sci. Instrum. **76**, 055111 (2005).

⁶K. Yang, G. David, J.-G. Yook, I. Papapolymerou, L. P. B. Katehi, and J. F. Whitaker, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **48**, 288 (2000).

⁷W.-K. Kuo, Y.-T. Huang, and S.-L. Huang, Opt. Lett. **24**, 1546 (1999).

⁸W.-K. Kuo, W.-H. Chen, Y.-T. Huang, and S.-L. Huang, Appl. Opt. **39**, 4985 (2000).

⁹L. Duvillaret, S. Rialland, and J.-L. Coutaz, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2704 (2002).

¹⁰A. M. Sinyukov and L. M. Hayden, Opt. Lett. **27**, 55 (2002).

10.4 Plasmonique térahertz

Excitation and focusing of terahertz surface plasmons using a grating coupler with elliptically curved grooves

Gwenaél Gaborit,^{1,a)} Damien Armand,¹ Jean-Louis Coutaz,¹ Maxim Nazarov,² and Alexander Shkurinov²

¹Laboratoire IMEP-LAHC, UMR CNRS 5130, University of Savoie, 73 376 Le Bourget du Lac, France

²Department of Physics and International Laser Center, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119992, Russia

(Received 4 March 2009; accepted 20 May 2009; published online 8 June 2009)

Using a diffraction grating with elliptically curved grooves engraved at the top of an aluminum slab, surface plasmons in the terahertz frequency range are efficiently excited with an incoming parallel beam and focused over the metal surface down to the diffraction limit. At 0.5 THz, the lateral confinement of the surface plasmon is 1 mm while its extension in air is 0.74 mm, much smaller than the calculated value for a semi-infinite substrate having the conductivity of bulk aluminum.

© 2009 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.3153125]

In the terahertz frequency range metals or doped semiconductors behave almost as ideal conductors with low Ohmic losses, allowing surface plasmons (SPs) to propagate over long distances.^{1,2} Thus, sensing devices^{1,3} are already studied or more complex two-dimensional systems on metal chips are foreseen, in which information is carried or enhanced by terahertz SP. Consequently, there is actually a need for devices designed to excite terahertz SP on the surface and then to control them, in order to perform such operations as filtering, focusing, dividing, and so on. The grating coupler is certainly one of the most efficient devices to convert into SP a plane wave incoming from free space. As compared to the prism couplers⁴ or a blade located over the metal leading to SP excitation via a diffraction process,⁸ gratings couplers are compact two-dimensional and frequency-selective devices. In addition, they permit a well-controlled SP excitation⁵ and they are easy to produce because their grating period is of the order of the terahertz wavelength (submillimeter) and the best groove depth is of the order of one tenth of the wavelength. In this paper, we propose to use gratings with curved grooves as SP couplers. According to the wave vector conservation law, the SP wave excited at each location of the groove curve will be directed toward a focus point on the metal surface, provided the groove curve is an ellipse for paraxial rays. The focusing property of a single circular groove has been studied and demonstrated by Zhu *et al.*^{6,7} Compared to this simple device, the grating is more efficient because the coupling phenomenon results from the additive interference of the signals diffracted by all the grooves. For the same reason, a single groove is a wide-band coupler, while the grating coupler is a narrowband device.

Let us consider a ray from the incoming parallel terahertz beam impinging the n^{th} curved groove of the grating at location (x, y) , as shown in Fig. 1(a). The aim is to find the equation $y_n(x)$ of groove n to make the excited SP propagate toward the focus point F whatever the ray impinging location (x, y_n) and the groove number n are. The wave vector conservation law writes

$$\vec{k}_i + m\vec{k}_g = \vec{k}_{\text{SP}}, \quad (1)$$

where $\vec{k}_i = (2\pi f/c)\sin\theta\vec{i}$, f is the terahertz frequency, c is the speed of light in vacuum, and θ is the angle of incidence. \vec{i} and \vec{j} are the unit vectors along directions x and y . The grating wave vector is defined by $\vec{k}_g = [2\pi/d(x, y_n)]\vec{u}_g$, where $d(x, y_n)$ is the grating periodicity at location (x, y_n) , $\vec{u}_g = (y'_n\vec{i} - \vec{j})/\sqrt{1+y_n'^2}$ is the unit vector, normal to the groove curve, and y'_n is the derivative of $y_n(x)$. As the SP should propagate toward the fixed focus point F , the SP wave vector writes

$$\vec{k}_{\text{SP}} = \frac{2\pi f}{c} n_{\text{SP}} \frac{(O_n F - x)\vec{i} - y_n\vec{j}}{\sqrt{(O_n F - x)^2 + y_n^2}}. \quad (2)$$

$O_n F$ is the distance along the grating axis between the origin O_n of the n^{th} groove curve and F . n_{SP} is the SP effective index. Writing Eq. (1) along the x and y directions leads to

$$\frac{k_i}{k_{\text{SP}}} \sqrt{(O_n F - x)^2 + y_n^2} = O_n F - x - y_n y'_n. \quad (3)$$

Setting $y_n(0)=0$, the solution of Eq. (3) is

$$y_n^2 = \left(\frac{\sin^2\theta}{n_{\text{SP}}^2} - 1 \right) x^2 + 2O_n F \left(1 \pm \frac{\sin\theta}{n_{\text{SP}}} \right) x. \quad (4)$$

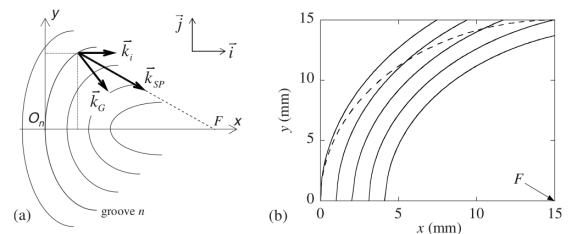


FIG. 1. Scheme (top view) of the grating with curved grooves showing the wave vectors (incoming, grating and SP). (b) Calculated curved shape for five grooves of a grating with $OF=15$ mm, $d_0=1.04$ mm, $f=0.5$ THz, and $\theta=25^\circ$. The dashed line shows the circle tangent in O to the first groove.

^{a)}Electronic mail: gwenaél.gaborit@univ-savoie.fr.

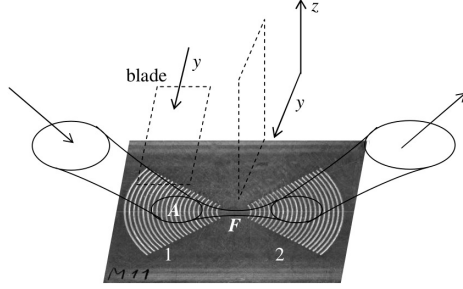


FIG. 2. Sketch of the experimental setup. An incident and then reflected terahertz beams superimposed on an actual photograph of the device. The period of the grating is 1.04 mm and its groove depth is 60 μm .

The angle of incidence is chosen to permit the excitation of SP at the given frequency f along the x axis, according to the following relation deduced from Eq. (1):

$$\sin \theta + m \frac{c}{fd_0} = n_{\text{SP}}. \quad (5)$$

Here d_0 is the grating periodicity along the x axis ($y=0$), therefore $O_{n+1}F = O_nF - d_0$. The amplitude of the SP wave vector is given by

$$k_{\text{SP}} = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon + 1}} \approx \frac{2\pi f}{c} \left(1 - \frac{1}{2\varepsilon}\right), \quad (6)$$

where ε is the metal permittivity. In the terahertz range, ε is quite high, thus k_{SP} tends toward the wave vector of a plane wave in vacuum, and $n_{\text{SP}} \approx 1$. Therefore, the groove curve equation simply writes

$$x^2 \cos^2 \theta + y_n^2 = 2O_nF(1 \pm \sin \theta)x. \quad (7)$$

Defining $a = O_nF/(1 - \sin \theta)$ and $b = O_nF(1 + \sin \theta)/\cos \theta$ permits to write Eq. (7) as the canonical expression of an ellipse,

$$\frac{(x - a - nd_0)^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1. \quad (8)$$

For small values of y (paraxial rays) and θ , the elliptical shape can be approximated by a circle of radius O_nF . For normal incidence ($\theta=0$), the groove curve is exactly a circle of radius O_nF . Figure 1(b) presents the shape $y(x)$ for five grooves of the grating used in the present experimental study. The circle tangent to the first groove in O is shown.

The experimental study of the terahertz properties of such a focusing coupler is performed using a device including two curved gratings with the same focus point F on the same metal ship (see Fig. 2). The gratings are identical but with opposite curvatures. The first one is used to excite and focus SP from the incoming terahertz parallel beam, while the second one makes the diffracted terahertz signal parallel and directs it toward the detector. The distance between the two gratings is 1 cm. The grating grooves are made with a micromilling machine in a duralumin slab (aluminum contents $>90\%$). Their shape is almost rectangular, with a 60 μm depth and period $d_0=1.04$ mm. This period allows us to excite SP at $f=0.5$ THz under the incidence $\theta=25^\circ$ through the first order ($m=1$) of diffraction of the grating.

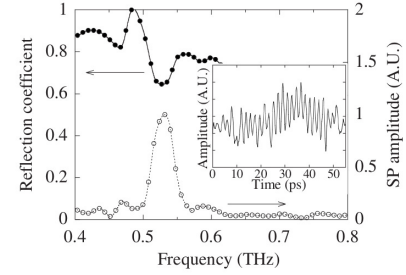


FIG. 3. Upper curve: Spectrum of the grating reflection coefficient. Bottom curve: Spectrum of the SP signal diffracted by the second grating. The inset corresponds to the measured temporal waveform of the SP signal.

All the experiments are performed using a common terahertz time-domain setup² with LTG-GaAs photoswitch antennae and silicon lenses that make the terahertz beam parallel at the device location. The experimental frequency resolution is limited to 18 GHz by the setup delay line (equivalent time recording duration 55 ps).

Figure 3 exhibits the reflection coefficient (modulus) R of the grating defined as $R=R_{\text{grat}}/R_{\text{ref}}$, where R_{ref} is the reference signal reflected by a flat mirror and R_{grat} is the signal reflected by the grating. The temporal waveform and the frequency spectrum of the detected signal are also shown. The detected signal corresponds to the SP excited at the first grating which propagates toward the second grating, where it is diffracted toward the detector. The excitation of SP corresponds to the lack of signal in reflection and to the peak in detection after the second grating, as seen in Fig. 4 around the 0.52 THz frequency. It differs from the calculated value (0.5 THz) because a small angular misalignment leads to the shift of the excited SP frequency (typically 15 GHz per degree). Assuming there are no propagation losses and the coupling coefficient for the impinging and the outgoing waves is the same, we extract the coupling efficiency $\xi = \sqrt{A_{\text{SP}}/(R_{\text{ref}} \sin \theta)} = 24\%$ for the field amplitude of each grating, A_{SP} being the peak amplitude of the detected signal, which is measured at the SP frequency. The measured frequency width of the SP signal is 50 GHz, i.e., $f/\Delta f = 10.4$. The frequency resolution of the diffraction process is proportional to the number of enlightened grooves, leading here to $f/\Delta f = 2w_o/d_o = 8.1$ with $w_o = 4.2$ mm (see below). Thus, the observed frequency width of the SP line originates mostly

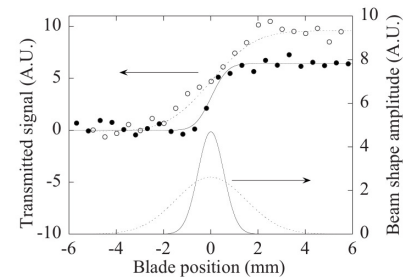


FIG. 4. Upper curves: Transmitted signal amplitude $T(y)$ vs the position y of the blade in the beam. Open circles are data recorded with the blade in A, while the dashed line is a fit. Full circles and continuous line are related to the blade located in F. Bottom curves: Derivatives of the upper fits, which correspond to the transverse shapes of the terahertz beam (continuous line: blade in F, dashed line: blade in A).

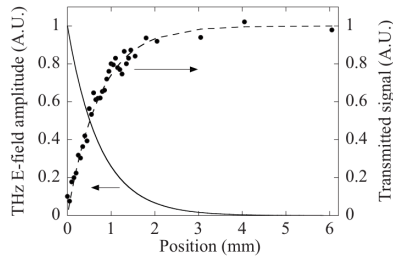


FIG. 5. Transmitted signal amplitude $T(z)$ vs the position z of the blade at the focus. The full circles are data recorded with the blade in F , while the dashed line is a fit. Continuous line is the derivative of the fit, which corresponds to the vertical spatial extension of the SP field in air.

from the illumination of a limited area of the grating, i.e., in the frequency resolution of the diffraction process.

The focusing property of the device is characterized by measuring the detected terahertz signal versus the position y of a razor blade located either in the beam at point A in air above the first grating or in the focal plane that includes point F (Fig. 2). Assuming the terahertz beam has a Gaussian transverse field map whose waist is w_0 , the transmission with the blade at position y is $T(y) = 1 + \text{erf}(2y/w_0)$.

Figure 4 shows the SP signals measured versus the position y of the blade located either at points A or F . The data are well fitted by $T(y)$, leading to $w_0 = 4.17 \pm 0.1$ mm before the grating and to $w_0 = 1.02 \pm 0.1$ mm at the focus. Thus, at the focus, the beam diameter is equal to 1.7λ . Let us notice that the latter result corresponds to the diffraction-limited waist for a lens of focal length 2.5 cm enlightened by a terahertz beam with 4.17 mm spot size.

Using the same moving-blade method, we evaluate the terahertz field distribution in the air over the focal point F versus the z position (distance blade metal) (Fig. 5). When the blade is in contact with the device, no signal is detected. Thus, the terahertz field dependence on z is equal to 1 minus the measured signal. The experimental data are well fitted using $E(z) \propto \exp(-z/z_{\text{SP}})$, giving the SP decay length in air $z_{\text{SP}} = 0.74$ mm. As already reported in the literature,^{5,8,9} this value is much smaller (2×10^{-3}) than that calculated for a semi-infinite sample using $z_{\text{SP}}^2 \approx c^2 \sigma / (4 \pi^3 f^3 \epsilon_0)$, where σ is

the bulk aluminum conductivity and ϵ_0 is the vacuum permittivity. The effect of a reduced conductivity due to carrier scattering at the metal surface proposed in Ref. 10 is not strong enough to explain the very small measured value of z_{SP} . A large increase of the evanescent SP field extension in the air over periodic 2D metal structures has been demonstrated recently by Hendry *et al.*,¹¹ with order of magnitude compatible with our observation. Even if we measured z_{SP} over the flat region of the device, the focus point is located only at a few wavelengths from the grating area, i.e., in a zone where the SP field pattern could vary from its shape over the undulated region to its shape over a semi-infinite flat substrate. We are presently checking experimentally this hypothesis.

We have designed and studied the device dedicated to SP excitation and focusing thanks to the grating with elliptical grooves engraved on bulk aluminum. We demonstrate its almost diffraction-limited focusing properties, which are not spoiled by the SP damping more than expected. This device is perfectly suitable for terahertz surface spectroscopy, for which it may concentrate the SP terahertz field in a sample located at the focusing point in order to enhance the experimental sensitivity.

D. Armand is supported through a PhD grant from Délégation Générale de l'Armement, France.

¹T. H. Isaac, W. L. Barnes, and E. Hendry, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 241115 (2008).

²L. S. Mukina, M. Nazarov, and A. Shkurinov, *Surf. Sci.* **600**, 4771 (2006).

³J. Zhang and D. Grischkowsky, *Opt. Lett.* **29**, 1617 (2004).

⁴J. F. O'Hara, R. Averitt, and A. Taylor, *Opt. Express* **13**, 6117 (2005).

⁵M. Nazarov, F. Garet, D. Armand, A. Shkurinov, and J.-L. Coutaz, *C. R. Phys.* **9**, 232 (2008).

⁶W. Zhu, A. Agrawal, and A. Nahata, *Opt. Express* **16**, 6216 (2008).

⁷W. Zhu, A. Agrawal, and A. Nahata, *Opt. Express* **15**, 9995 (2007).

⁸G. D. Bogomolov, U. Y. Jeong, G. N. Zhizhin, A. K. Nikitin, V. V. Zavyalov, G. M. Kazakevich, and B. C. Lee, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **543**, 96 (2005).

⁹T.-I. Jeon and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 061113 (2006).

¹⁰N. Laman and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 122115 (2007); **93**, 051105 (2008).

¹¹E. Hendry, A. P. Hibbins, and J. R. Sambles, *Phys. Rev. B* **78**, 235426 (2008).

Adresse :

✉ Université de Savoie,
IMEP-LAHC,
UFR SFA
Bâtiment Chablais
73376 Le Bourget du Lac cedex
FRANCE

☎ +33 (0) 479 75 87 83

📠 +33 (0) 479 75 87 42

✉ gwenael.gaborit@univ-savoie.fr
gwenael.gaborit@kapteos.com

MESURE VECTORIELLE DE CHAMP ÉLECTRIQUE DC-THz PAR VOIE OPTIQUE

L'axe central de ces travaux concerne le **développement de techniques de mesure non invasives et ultra-large bande de champ électrique**, basées sur l'effet électro-optique (EO). Différentes configurations et implémentations de cristaux non-linéaires ont été étudiées de manière analytique, numérique et expérimentale. Ces travaux ont permis d'aboutir à des capteurs fibrés aux propriétés innovantes. Les sondes EO diélectriques réalisées sont de dimensions millimétriques ; elles autorisent une caractérisation vectorielle et très faiblement perturbatrice du champ sur plus de 9 décades de fréquence. La dynamique de mesure excède 120 dB. Des mesures de champ électrique depuis 1 V/m et jusque plus de 4 MV/m ont été démontrées. La sélectivité vectorielle de cette technique dépasse 50 dB et la résolution spatiale est largement sub-millimétrique. Le champ d'application de ces capteurs est très large : la cartographie en champ proche, la caractérisation de source micro-onde de forte puissance, l'évaluation de l'exposition électromagnétique d'un milieu biologique, l'analyse de décharges partielle et totale, la mesure de tension sans contact ou encore le diagnostic in-situ de source plasma.

Ces travaux sont également tournés sur la **spectroscopie térahertz (THz) dans le domaine temporel**. Ils concernent premièrement la manipulation de plasmon de surface : un réseau millimétrique courbé et gravé sur une simple plaque d'aluminium a permis d'assurer le couplage, la propagation et le confinement latéral d'un plasmon à la fréquence de 500 GHz. Le second axe de recherche associé à cette thématique THz concerne l'ajustement et le contrôle ultra-large bande de la polarisation d'une onde THz se propageant en espace libre. L'utilisation de cristaux non-linéaires isotropes a permis d'exploiter conjointement l'isotropie transverse de la constante de propagation linéaire et des effets non-linéaires assurant la transduction optique-THz et ce, pour l'émission aussi bien que pour la détection d'onde THz. Une telle technique autorise une analyse polarimétrique unique et originale, tout en s'affranchissant des contraintes inhérentes à l'utilisation de dispositifs spécifiques THz (bande passante et sélectivité limitées, encombrement, maturité technologique, coût).

Par ailleurs, les innovations de rupture, les résultats obtenus et les partenariats initiés jusqu'en 2009, ainsi que des prix et distinctions d'innovation, ont contribué à la création d'une entreprise de haute technologie : **Kapteos**. Les marchés visés et avérés sont : l'instrumentation scientifique (diagnostic de plasma, agression électromagnétique, composants passifs THz, ...), la santé (exposition électromagnétique du corps humain, IRM endoluminale non invasive, ...) et l'énergie (surveillance de réseau d'énergie intelligent, diagnostic de système haute tension, ...).

Mots clés : électro-optique, effet Pockels, capteur de champ électrique, ultra large bande, térahertz, hyperfréquences.

FROM DC TO THz VECTORIAL ELECTRIC FIELD MEASUREMENT VIA OPTICAL PROBING

This work is focused on the **non-invasive and ultra-wide band characterization of the electric-field**, based on the linear electro-optic (EO) effect. The analytical, numerical et experimental analyses of the EO crystals and related implementations have led to the development of innovative pigtailed sensors. Thanks to their frequency response spreading over nine decades of frequency and to their measurement dynamics reaching 120 dB (from 1 V/m up to more 4 MV/m), these sensors are of high interest for many applications such as near field mapping, high power microwaves or biological dosimetry. Furthermore, due to their fully dielectric structure and millimetric size, almost no perturbation is induced on the E-field to be measured, even in the near field region or within a plasma. The use of such a technology for electrical equipments and energy lines monitoring is also investigated.

The achievements concern also the **terahertz (THz) time-domain spectroscopy**. In this context, the shape of a THz surface plasmon (SP) has been managed using a single curved grating engraved onto an aluminium substrate : the device ensures the coupling, the propagation together with the focusing of a SP at 500 GHz. The second thematic associated to this frequency range is dedicated to adjustment and control of the THz polarization state in free space configuration. Using an isotropic non linear crystal, the homogeneous transverse linear and non-linear effects can be exploited in order to manipulate the emitted THz polarization state as well as to analyse the transient evolution of the THz field vector. This original technique allows to perform THz polarimetric spectroscopy avoiding drawbacks of traditional devices (limited bandwidth, poor selectivity, low technology readiness level, cost, ...).

Furthermore, breakthrough innovations, collaborations and awards recognitions have contributed to launch a company : **Kapteos**. The identified and validated markets are the following ones : Scientific (plasma diagnostic, intentional electromagnetic interference, THz passive devices, ...), Healthcare (Human dosimetry, endoluminal MRI, ...) and Energy (smart grids monitoring, high-voltage system diagnostic, ...).

Keywords : electro-optic, Pockels'effect, electric field sensor, ultra-wide bandwith, terahertz, microwaves.